

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

I.T. TELECOMUNICACIÓN (SIST. DE TELECOMUNICACIÓN)



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



ESCUELA POLITECNICA
SUPERIOR DE GANDIA

“Modelado analítico para un espectrómetro THz-TDS basado en antenas LT-InGaAs/InAlAs ”

TRABAJO FINAL DE CARRERA

Autor:
Óscar Faus García

Director:
Borja Vidal Rodríguez

GANDIA, 2014

Contenidos

Abstract.....	1
Introducción.....	2
1 Sistema de espectroscopia THz-TDS.....	5
1.1 Método “Time-Resolved Terahertz Pump-Probe”	6
1.2 Generación de la radiación THz.....	10
1.2.1 Procesos de generación y recombinación.....	12
1.2.2 Direccionalidad de la emisión THz.....	15
1.2.3 Dependencia angular de la eficiencia.....	16
1.2.4 Forma de onda THz y sus características espectrales.....	16
1.2.5 Dependencia de la tensión de polarización.....	18
1.2.6 Escalado de potencia de emisores de THz de gran área.....	18
1.3 Detección del pulso de THz.....	19
1.3.1 Técnicas de escaneo.....	21
1.3.2 Influencia del ruido.....	21
1.3.3 Del dominio temporal al dominio frecuencial.....	23
1.3.4 El análisis de datos.....	28
1.3.4.1 Análisis en transmisión.....	29
1.3.4.2 Análisis en reflexión.....	31
1.3.4.3 Análisis con reflexión total atenuada (ATR).....	32
1.3.4.4 Comparación de los métodos de análisis.....	32
2 Antenas Fotoconductoras.....	33
2.1 Transmisor.....	33
2.2 Detector.....	36
2.3 Capas fotoconductoras de InGaAs/InAlAs para antenas de 1550 nm.....	37
2.3.1 Estructuras planares y mesa.....	38
2.3.2 Comportamiento de la mejora.....	41
2.4 Uso de antenas con conectores de fibra óptica.....	43

3 Modelos analíticos para espectroscopia THz-TDS.....	45
3.1 Modelo analítico de Duvillaret.....	45
3.2 Modelo analítico de Jepsen.....	50
3.3 Comparativa paramétrica de los modelos.....	53
4 Modelado para PCA's de 1550 nm.....	57
4.1 Modelado de Duvillaret	58
4.2 Modelado de Jepsen.....	73
5 Conclusiones.....	76
6 Anexos.....	80
A. Aplicaciones de espectroscopia THz-TDS.....	80
A.1 Aplicaciones científicas.....	81
A.1.1 THz-TDS de materiales sólidos.....	81
A.1.2 THz-TDS de soluciones acuosas.....	82
A.2 Aplicaciones prácticas de sistemas de THz-TDS.....	82
A.2.1 Aplicaciones de seguridad.....	84
A.2.2 Aplicaciones en la industria alimentaria.....	85
A.2.3 Aplicaciones en la industria de los plásticos.....	87
A.2.4 Aplicaciones en la industria del papel.....	88
A.2.5 Aplicaciones en la industria farmacéutica.....	89
A.2.6 Aplicaciones en conservación de arte.....	89
B. Valores generales simulaciones.....	90
C. Código Matlab empleado.....	91
D. Glosario de Términos Relacionados.....	97
Referencias.....	100

Abstract

En la presente memoria se va a presentar el estudio, análisis y caracterización de un espectrómetro THz - TDS basado en antenas fotoconductoras LT-InGaAs/InAlAs.

Los fundamentos físicos de las antenas fotoconductoras y del sistema serán estudiados en cada una de sus partes, los parámetros relevantes en el comportamiento y rendimiento del sistema de espectroscopia serán identificados y se analizarán los pulsos generados por varios modelos analíticos existentes para fuentes de 800 nm comparándolos con fuentes usadas para telecomunicaciones de 1550 nm. También se valorará el grado de ajuste de las trazas derivadas de los modelos analíticos con las trazas obtenidas experimentalmente en las instalaciones del Centro de Tecnología Nanofotónica de la UPV y se discutirá el modelo analítico que mejor se ajusta a las fuentes de 1550 nm basadas en LT-InGaAs/InAlAs. Finalmente, se describirán algunas de las aplicaciones que actualmente se están desarrollando usando esta tecnología.

Introducción

La región espectral del infrarrojo lejano es un rango de frecuencias de relativa nueva explotación. Debido a la dificultad que entraña trabajar en estos rangos de frecuencias, los sistemas basados en frecuencias del rango de terahercios (THz) no han experimentado una explosión de aplicaciones hasta llegadas las últimas décadas.

Esta región aguarda una complicada relación entre la interacción de la materia que relaciona tanto los sistemas físicos como químicos y biológicos. A su vez, la región es un nuevo nicho donde desarrollar novedosas aplicaciones basadas en dicha interacción de la energía con la materia.

La radiación en la región de terahercios queda situada entre la radiación de infrarojos y la radiación de microondas en el espectro electromagnético, es decir, entre el campo de la electrónica y el campo de la fotónica. Por lo tanto, parece lógico que esta radiación se comporte a medio camino entre los comportamientos de ambas regiones. Por un lado, el comportamiento de la parte basada en el campo de la electrónica está basada en la física de electromagnetismo clásica que describe la interacción de la materia mediante los electrones y huecos. Por otra parte, el campo de la fotónica se basará en la interacción materia-luz de la mecánica cuántica.

Esta región comparte una propiedad básica con la de infrarrojo y microondas, su radiación es no-ionizante. Esto quiere decir; la radiación electromagnética no transporta la suficiente energía cuántica como para separar un electrón de una molécula. En lugar de generar iones cargados cuando la radiación atraviesa materia, su energía es únicamente suficiente como para excitar el movimiento de un electrón desde un estado de energía a otro estado superior.

Trabajando con ondas pertenecientes al rango de longitud de onda desde 1 mm hasta los 100 μm trabajaremos con energías de fotón en torno al rango de los meV (entre 1 y 100). Estas energías interaccionan de manera considerable con sistemas cuyas transiciones energéticas se producen en este rango y cuyos tiempos de vida medios varían en torno al picosegundo. Al contrario que las radiaciones ionizantes, trabajando en la región de THz no hay peligro de problemas de salud en la exposición a tejidos vivos, por lo que no son necesarias medidas de protección radiológica.

La espectroscopia en el infrarojo lejano se ha buscado desde que pasó a ser técnicamente posible en los años 50 con el desarrollo de la espectroscopia infrarroja con transformada de Fourier (FTIR). Pero no fue hasta los años 80, con el desarrollo del láser de femtosegundo cuando un método alternativo para la espectroscopia en el rango de THz abrió un nuevo abanico de posibilidades.

La combinación de una emisión de radiación electromagnética provocada por un pulso láser ultrarrápido y un detector de esta radiación controlado por un pulso de excitación sincronizado en el tiempo permitió el desarrollo de un nuevo método de espectroscopia en el dominio temporal.

El método resultante, *THz time-domain spectroscopy (THz TDS)*, tiene unos transitorios de duración de hasta 1 ps. Este pulso tan pequeño está formado por muchas frecuencias a las que se puede acceder a través de la transformada de Fourier.

Este método ha permitido obtener un nuevo abanico de herramientas potentes con las que realizar medidas en el rango de frecuencias de la banda de los THz. Estas medidas en el dominio temporal, apoyadas por la transformada de Fourier, producen como resultado la completa caracterización de los coeficientes de transmisión/reflexión complejos de una muestra en función de la frecuencia. A su vez, esto permite obtener la función dieléctrica compleja o, equivalentemente, la conductividad compleja de la muestra estudiada.

El enorme interés en los pulsos láser ultracortos y sus aplicaciones está justificado en dos propiedades: en primer lugar, proveen de un mecanismo de temporización en escalas temporales tan pequeñas como 10^{-14} s. Como esto es mucho más rápido que los mecanismos temporales electrónicos convencionales, la frontera de resolución de procesos rápidos se ha expandido notablemente introduciendo técnicas de óptica y optoelectrónica en el estudio de fenómenos ultrarrápidos. En segundo lugar, con pulsos láser ultrarrápidos, se pueden obtener picos muy altos de potencia instantánea, incluso con una energía de pulso baja. Como resultado, la potencia óptica puede llegar a ser tan alta como 10^{13} W y facilita el estudio de la interacción luz-materia en límites extremos.

Como resumen de las principales ventajas que ofrece el rango de frecuencias de THz, podemos presentar sus principales características, aquellas que hacen la tecnología THz tan atractiva, como las siguientes[1]:

- *Huellas*: Los modos rotacionales y vibracionales de muchas moléculas se distribuyen en la banda de los THz. Estos modos pueden ser observados como picos de absorción en el espectro de los THz, y usando la localización y amplitud de estos picos de absorción se pueden identificar las diferentes moléculas.
- *Penetración*: Muchos materiales no metálicos y secos, como los plásticos, papel, textiles, etc, son transparentes para las ondas de THz. Esta propiedad permite a las ondas de THz inspeccionar sustancias que están tapadas o dentro de contenedores que no son directamente visibles por el ojo humano. Aunque esta funcionalidad ya estaba presente con el uso de las ondas de microondas, su mayor longitud de onda hace imposible la generación de imágenes de alta resolución. Con la llegada de estas aplicaciones en la región de THz se pueden conseguir imágenes de mayor resolución.
- *Resolución*: Gracias a la longitud de onda de las ondas de THz, que va desde los mm hasta las decenas de μm , las imágenes de objetos macroscópicos en THz proveen muchos más detalles y datos localizados.
- *Seguridad*: Los fotones en el rango de THz son no-ionizantes y por tanto no representan una amenaza contra la salud en tejidos vivos.

En este trabajo se va a presentar una descripción del sistema de THz-TDS, así como el estudio de cada una de sus partes. Se van a introducir los fundamentos físicos de las antenas fotoconductoras junto con el análisis de sus parámetros principales. Finalmente, los pulsos producidos por un sistema THz-TDS en el campo de las telecomunicaciones generados por antenas LT-InGaAs/InAlAs van a ser modelados y analizados a partir de los principales modelos analíticos disponibles. También se describirán las principales aplicaciones de esta tecnología y su futuro.

1 Sistema de espectroscopia THz-TDS

La radiación de THz, dada su longitud de onda, penetrará en muchos materiales como ropa, materiales de empaquetado y ciertos materiales de construcción. Por tanto, hay un interés en el desarrollo de métodos de imagen que puedan combinar su característica *see-through* con la información espectroscópica que se podría obtener de sustancias como explosivos, farmacéuticos y narcóticos cuyas respuestas se encuentran en la región espectral de los THz.

Hay dos desarrollos tecnológicos de sistemas en la banda de los THz, por un lado el de onda continua (CW) y por otro lado el pulsado (dominio temporal), éste último será el que se usa en el sistema a estudiar en el modelado analítico.

-Los sistemas CW son de banda estrecha y tienen una selectividad limitada aunque una gran resolución espectral. Además, suelen dar una mayor potencia de salida que las fuentes pulsadas. Estos sistemas pueden ser activos o pasivos, uno pasivo funciona detectando la radiación emitida por una muestra, mientras que en uno activo, se “ilumina” la muestra y se detecta la radiación reflejada o transmitida. En estos sistemas se opera multiplicando una frecuencia fundamental hasta llegar a las frecuencias en THz.

Los detectores de CW pueden ser de banda ancha o estrecha. Los de banda estrecha son sólo sensibles a una frecuencia en particular y detectan menos ruido, por tanto no requiriendo modulación para detectar señales muy débiles. Los de banda ancha, sin embargo, detectan un amplio rango de frecuencias pero su filtrado se hace necesario, dado los efectos del ruido de fondo.

-Los sistemas pulsados o de dominio temporal están basados en la generación y detección de un transitorio electromagnético que tiene una duración de unos pocos picosegundos.

Como contraposición a la técnica de onda continua, los sistemas pulsados son de banda ancha por naturaleza y su emisión es no continua. Es por esto, que estos sistemas son perfectos para el análisis de fenómenos ultrarrápidos y aplicaciones de espectroscopia.

Los sistemas pulsados han evolucionado desde la parte fotónica generando los pulsos electromagnéticos con láseres pulsados ultrarrápidos. Estos sistemas sólo pueden ser activos y con ello se puede obtener tanto la información de amplitud como de fase, por tanto, siendo así estos coherentes.

1.1 Método “*Time-Resolved Terahertz Pump-Probe*”

Este método[1] es el que se usa para se usa para medir fenómenos físicos en la escala que va desde los nanosegundos hasta los femtosegundos.

Su principio de funcionamiento se basa en la división en dos del haz láser generado. Uno de estos haces es el haz de bombeo y el otro es el haz de prueba. Como ambos han sido generados del mismo haz óptico, tienen una duración de pulso de entre 20 y 120 fs.

La energía del haz de bombeo es mucho mayor que la del haz de prueba, esto es por que el haz de bombeo se va a usar para generar el pulso de THz. El haz láser genera el pulso electromagnético a través de la excitación de un semiconductor o material electro-óptico, siendo dicho transitorio, el pulso de THz.

La duración del pulso es del orden de unos ps, por tanto mucho más grande que el generado en el haz de bombeo.

El haz de prueba se usa para detectar el pulso de THz en el detector a través del proceso inverso del que se da en la generación del pulso. La detección del pulso dará la forma de onda, que será la amplitud del campo eléctrico del pulso de THz en función de la diferencia temporal entre los haces de prueba y el de bombeo. Esta diferencia temporal está controlada en el montaje del sistema, por tanto, las medidas pueden ser tomadas con mucha precisión. El método más común para controlar esta diferencia temporal se hace usando un retardo mecánico en la línea del haz de bombeo, haciendo que el tiempo de tránsito hasta el punto de detección varíe según las necesidades de variación temporal.

Por tanto, la generación y detección de un pulso de THz con el método anteriormente expuesto se puede dividir en cinco pasos (Fig. 1)[1]:

1. *División de haz*: Como se ha descrito anteriormente, el haz láser creado inicialmente es separado en dos haces distintos, el haz de prueba y el de bombeo. Para esto, un método que se suele usar para separar los haces es el uso de un splitter polarizador junto con un retardador de media onda. Siendo el haz de láser lineal el splitter descompone el haz en dos haces distintos y perpendiculares entre sí (gracias al retardador de media onda). Una opción para cambiar la cantidad de energía resultante en cada haz después de su división está en cambiar el ángulo de polarización del retardador de media onda, por tanto la diferencia de energía entre un haz y el otro podría ser ajustado.

2. *Retardo*: Entre los haces se introduce un retardo temporal que se controlará cambiando la distancia relativa que recorren ambos. Se suele introducir este retraso en el haz de bombeo ya que éste tiene una estructura más robusta respecto las desalineaciones que puedan introducirse en la línea de retardo. Por tanto, el haz de bombeo se moverá en torno al haz de prueba, que permanecerá fijo, según como el retardo relativo entre ambos cambie.

3. *Generación del transitorio electromagnético*: El haz de bombeo estimula al emisor y este generará un transitorio electromagnético cuya duración será mucho mayor que aquella que la ha generado a sí misma. Para un sistema de THz, el pulso transitorio generado será el pulso de THz, con una duración alrededor de los ps. Las antenas fotoconductoras utilizadas como emisor (que se usan en el caso que aquí se expone) serán explicadas con más detalle más adelante. Entonces el pulso es recogido por un sistema óptico y guiado a la muestra en cuestión para poder hacer la medición.

4. *Combinación del haz de prueba y el pulso electromagnético:* El haz de prueba y el pulso electromagnético se encuentran de modo que la amplitud del haz de prueba puede ser medida para un cierto retardo. Esta combinación se puede hacer con una película que refleje el haz de prueba y deje pasar el pulso THz. Tanto el haz de prueba como el transitorio son guiados de forma óptica de manera que iluminen el receptor (que en nuestro caso también será una antena fotoconductiva).

5. *Detección:* El nivel de la amplitud del pulso se mide para un retardo en concreto, la diferencia temporal entre el haz de prueba y el de bombeo. La señal que se obtiene después de la combinación del haz de prueba y el pulso de THz es proporcional a la convolución de estas dos. Como la duración del haz de prueba es mucho más corta que la del pulso de THz, la señal de prueba se puede considerar como una función delta, por tanto la salida es proporcional a la amplitud del pulso de THz para el retardo específico entre ambos haces.

Como el láser tiene una naturaleza pulsada su generación se repite con una frecuencia dada, llamada la frecuencia de repetición. En el caso del láser que se va a usar en el sistema de espectroscopia de este proyecto la frecuencia de repetición son 100 MHz.

Para cada pulso el retardo temporal va a cambiarse de modo que la amplitud del pulso de THz se va a poder medir en distintos puntos temporales de la señal y esto hará que la forma del pulso pueda ser obtenida. Esta señal recuperada se llama forma de onda. Como se puede observar en la Fig.1-a si ajustamos el sistema de manera que el camino a recorrer por el haz de prueba sea más grande que lo que va a tardar el pulso THz a llegar al punto de encuentro, nos encontramos con que el “muestreo” se va a producir en un momento tardío del pulso. Sin embargo, si ajustamos el sistema de modo que el tiempo que tardan ambos haces en llegar al punto de encuentro sea el mismo, vemos en la Fig.1-b que entonces el muestreo ocurre a mitad del pulso. Si, por el contrario, se ajusta este retardo dejando una longitud de camino del haz de prueba menor que lo que tardará el haz de bombeo, se producirá un adelanto temporal y la señal será muestreada como se muestra en la Fig.1-c.

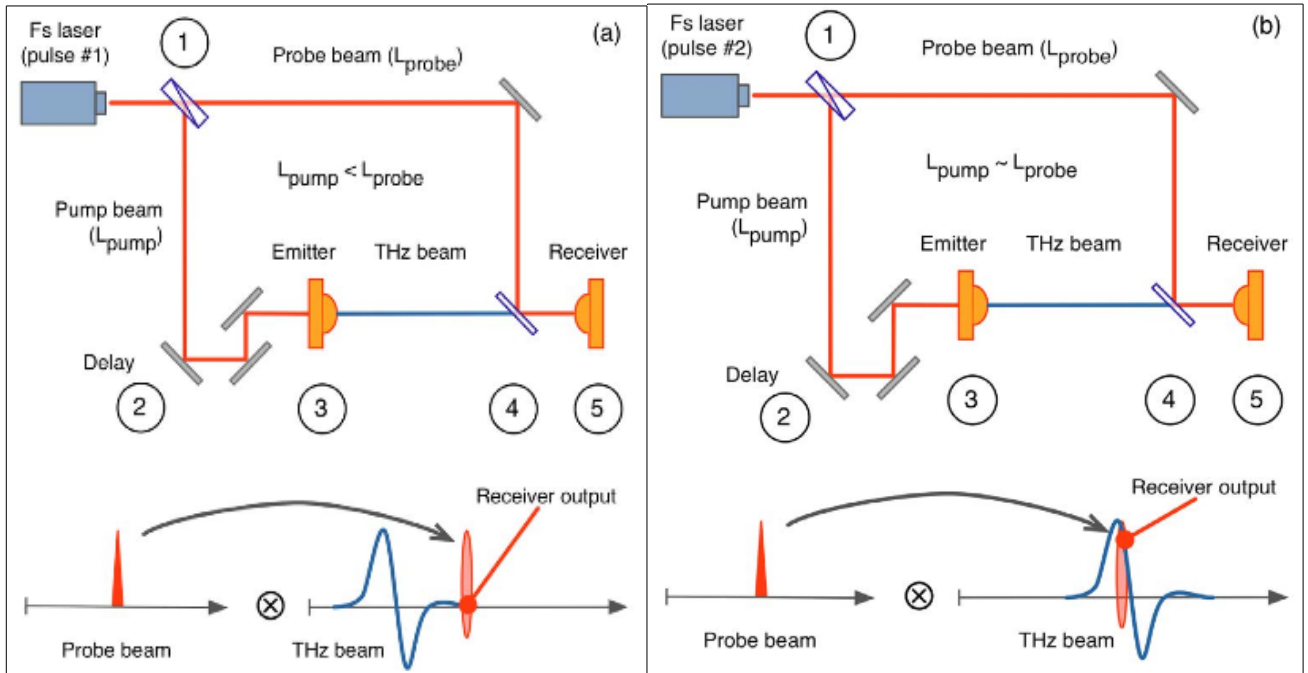


Fig. 1-a: Sistema de Espectroscopia Pump-Probe con diferencia en el retardo temporal (longitud de llegada a camino del pulso de prueba es mayor que la longitud del pulso de bombeo).

Fig. 1-b: Sistema de espectroscopia Pump-Probe sin diferencia en el retardo temporal. Ambas señales llegan a camino al mismo tiempo.

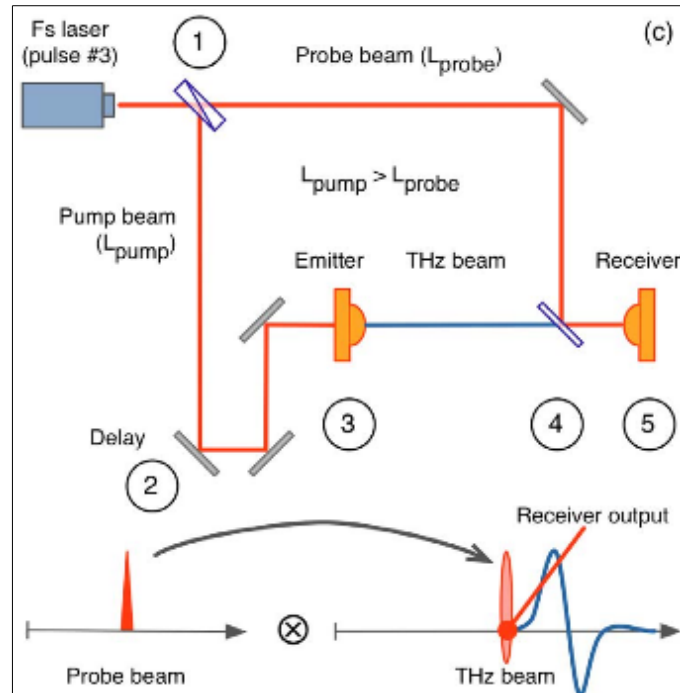


Fig. 1-c : Sistema de espectroscopia Pump-Probe con diferencia de retardo temporal entre señales (longitud del camino a recorrer por la señal bombeo es mayor que el de la señal de prueba).

De esta forma se irá “muestreando” en la salida la respuesta del sistema del pulso de THz que se ha generado al atravesar la muestra.

El método descrito asume que ni la forma ni la intensidad de ambos haces va a cambiar con el tiempo entre pulsos sucesivos. Como en todos los sistemas reales, esto en realidad no va a ser cierto y se van a producir pequeñas variaciones de un pulso al otro. Esto va a venir dado por la estabilidad y calidad del láser utilizado y va a resultar importante en cuanto a los resultados obtenidos, ya que de ello dependerá un menor o mayor rango frecuencial útil. Estas pequeñas variaciones, por tanto, contribuirán al suelo de ruido del sistema. La forma del haz de prueba, en realidad, tampoco es una función delta perfecta, esto va a implicar que la forma de onda resultante a la salida, después del muestreo, no reproducirá la forma de onda exacta del pulso de THz. Hay técnicas para mejorar estos resultados haciéndolos más cercanos a las formas reales, pero, sin embargo, para la mayoría de aplicaciones este problema no es un impedimento y el hecho de que se asuma el haz de prueba como función delta va a ser aceptable, siendo el error no determinante en los resultados finales.

1.2 Generación de la radiación THz

La radiación coherente de THz se puede generar con un interruptor fotoconductor(photoconductive switch o photoconductive antenna) sobre un sustrato de semiconductor excitado por una fuente láser con pulsos de femtosegundo. El interruptor de THz consiste en dos tiras metálicas (electrodos) incrustadas en un material fotoconductor dentro de una estructura metal-semiconductor-metal, (Fig. 2).

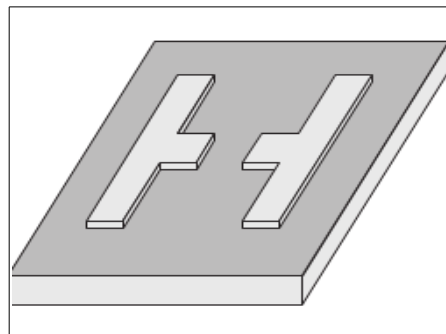


Fig. 2: Interruptor con diseño dipolar.

El material fotoconductorivo se deposita sobre un material aislante o semi-aislante. Cuando se activa trabajando como un generador de pulsos, se aplica una tensión de polarización a través de los dos electrodos del interruptor. El interruptor de la Fig. 3 tiene una geometría dipolar con un pequeño hueco entre sus electrodos donde se fotoexcitará, típicamente este hueco tendrá un tamaño de unos 5 μm [2]. El espacio entre striplines en este tipo de interruptor de THz es normalmente de entre 50 y 100 μm . Se pueden distinguir entre dos perfiles de excitación distintos; en el de “contacto deslizante” la geometría del punto láser ilumina la región entera entre los electrodos, Fig. 3-a[2]. Se usa normalmente para interruptores THz dipolares.

Sin embargo, se ha demostrado[3] que una geometría de iluminación láser no homogénea, enfocando el láser al borde del ánodo, se puede usar para la generación de transitorios electromagnéticos de THz, Fig. 3-b[3].

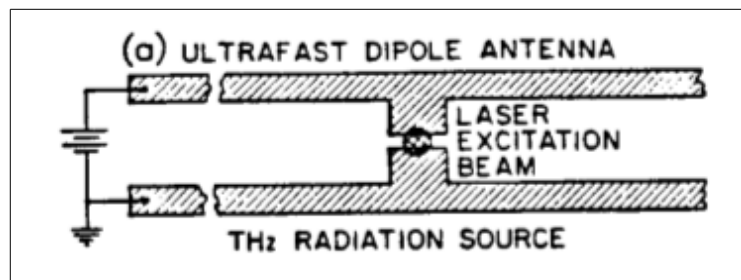


Fig. 3-a: Perfil de excitación de contacto deslizante.

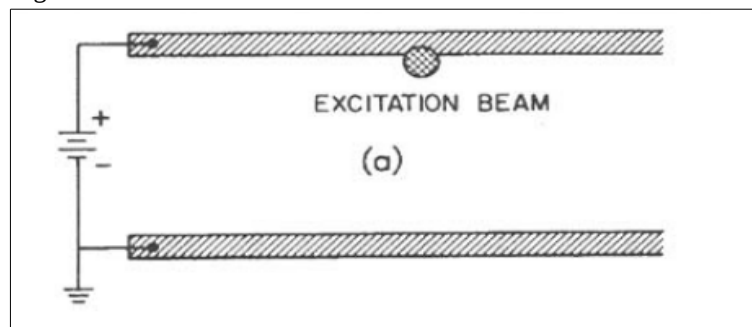


Fig.3-b: Perfil de excitación al borde del ánodo.

El proceso de interruptor fotoconductorivo usa el mecanismo de campo eléctrico que da lugar en interfaz metal-semiconductor para iniciar su funcionamiento.

En los siguientes puntos se va presentar un resumen de los principales mecanismos físicos que actúan en la parte de la generación del sistema, el pulso de THz.

1.2.1 Procesos de generación y recombinación

La fotoconductividad desde el punto de vista de la generación y recombinación de portadores libres ha estado sujeta a un gran número de estudios durante las últimas décadas. Dependiendo de la naturaleza del proceso de recombinación, la energía liberada que resulta del proceso de recombinación puede ser emitida como un fotón (recombinación radiativa), transmitida como calor a la estructura o transferida a otro electrón. Para los propósitos presentados aquí, las densidades de portadores son normalmente menores que 10^{18} cm^{-3} [4].

[5] El proceso de fotogeneración de fotones en un interruptor fotoconductor viene dado por la absorción de fotones del pulso láser. Esto da lugar a una situación de no-equilibrio donde la densidad de portadores refleja el espectro del pulso del láser. El *quasi-equilibrio* se da en un rango desde los cientos de femtosegundos hasta unos pocos picosegundos después de la excitación, esto se refiere a la situación de equilibrio térmico en cada banda. En equilibrio térmico el número de portadores en las bandas de energía se describe con la distribución de Fermi. Sin embargo, esta situación de equilibrio térmico no suele darse cuando se llevan a cabo experimentos usando un pulso con alta tasa de repetición láser.

En un material cristalino con una banda prohibida el proceso de recombinación radiativo sale favorecido. El ritmo de recombinación es proporcional a la densidad de electrones en la banda de conducción, n , y la densidad de huecos en la banda de valencia, p . Teniendo en cuenta las densidades de portadores correspondientes al número de portadores en equilibrio térmico, n_e y p_e , la tasa de recombinación neta se da como la diferencia entre la tasa de recombinación radiativa ($R_r = np$) y la generación térmica ($G_{th} = n_e p_e$):

$$U_r = \sigma N_{th} v_{th} [n_e \Delta p + p_e \Delta n + \Delta n \Delta p] , \quad (1)$$

siendo U_r la tasa de recombinación neta. Donde se han introducido las densidades de portadores en exceso, Δn y Δp , y se ha introducido también la constante de proporcionalidad al principio de la fórmula.

El proceso de recombinación no-radiativo ocurre a través de transiciones indirectas a través de centros de recombinación. Los centros de recombinación, o estados trampa, se localizan como estados energéticos en la banda prohibida del semiconductor.

Las trampas modifican el estado del sistema en dos sentidos: modificando la componente de recombinación y modificando la ecuación de Poisson que describe la distribución espacial del potencial electromagnético en el dispositivo. Si la densidad de estados es suficientemente alta, los portadores atrapados pueden crear un túnel entre los niveles afectados por estos niveles trampa, y por tanto, la recombinación ocurrirá sin re-emisión de un fotón absorbido.

Una transición interbanda en un semiconductor de banda prohibida indirecta requiere la emisión simultánea o absorción de un fonón. Para materiales de banda prohibida indirecta y para materiales con grandes densidades el proceso de recombinación es, por tanto, muy improbable. En su lugar, la recombinación ocurre mediante la recombinación de centros. En general, la captura por sección transversal y la captura de tiempo de vida de un centro de recombinación es diferente para electrones y agujeros. Esta situación, combinada con el hecho de que un cambio moderado en la densidad de los portadores libres, puede inducir a un cambio dramático de ocupación de trampas. Este cambio afectaría en cuanto a que se crearía una región de espacio de carga que afectaría al campo eléctrico local en el dispositivo.

Por tanto, en condiciones de no equilibrio, después de la iluminación, la captura neta de electrones viene dada por la siguiente ecuación[5]:

$$\frac{\Delta n}{\tau_n} = \sigma N_{th} v_{th} [n(1-f) - n_c f] \quad , \quad (2)$$

dónde f es la probabilidad de que dado un estado de trampa de carácter donante se ocupe, y n_c es la densidad de electrones en la banda de conducción para una situación en la que el nivel Fermi coincide con el nivel de trampa.

Además de los defectos incorporados en el semiconductor, el hecho de que un sólido tenga estados electrónicos en su superficie de, con bien carácter donante o aceptor, influirá el tiempo de vida en la superficie. Estos estados actúan como centros de recombinación y cambiarán el tiempo de vida de los portadores en consonancia. Entonces, el tiempo de vida efectivo de los portadores se definirá como el exceso neto de la tasa de recombinación de portadores: $\tau = \frac{\Delta n}{U}$, siendo U la tasa de recombinación correcta teniendo en cuenta todos los tipos de procesos de recombinación; radiativos, no radiativos y de superficie.

Además de la generación de portadores libres electrón-hueco, las parejas se pueden generar como resultado de una fotoexcitación. Así es como la mayoría de parejas se generarán en nuestro caso dando lugar al pulso de THz. Para describir la situación a la que se da lugar después de una iluminación del semiconductor usamos la siguiente ecuación[5]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G_l(t) - U, \quad (3)$$

que describe el cambio en el exceso de densidad de portadores causado por la tasa de generación, G_l , y la tasa de recombinación, U.

Para semiconductores con un tiempo de vida largo o moderado, a veces es apropiado generar la excitación con un pulso láser de femtosegundo (como el que se va a usar en este proyecto), como una excitación delta del pulso. Sin embargo, si el tiempo de vida de recombinación es corto, el efecto de la forma del pulso láser tendrá que tenerse en cuenta. Para nuestro caso vamos a tener en cuenta que el tiempo de vida de recombinación es moderado, y por tanto, podemos considerar el pulso como una delta, sin que los resultados se vean afectados. La densidad de portadores crece a través de la iluminación del pulso óptico y alcanza su máximo justo antes de que el pulso desaparezca. Por tanto, la densidad de portadores va decayendo por la recombinación. En general, los transitorios eléctricos que se generan en el interruptor fotoconductor son más largos que la duración del pulso láser a causa del lento decremento de la fotoconductividad.

La densidad de portadores generada por un único láser se puede estimar teniendo en cuenta la potencia media (P) de la radiación incidente, el centro de la longitud de onda

(λ_0) y la tasa de repetición del láser (R_l) [5]:

$$\Delta n_m = \frac{\eta \lambda_0}{hc R_l d} \frac{P}{A} , \quad (4)$$

dónde d es el grosor de la capa semiconductor activa, A es el área que ocupa el punto láser y η es la eficiencia cuántica externa que tiene en cuenta la probabilidad de que un fotón se convierta en una pareja electrón-hueco en el semiconductor.

Para terminar con la física de la generación del pulso de THz, también vale la pena mencionar un mecanismo que puede dar lugar a la generación de portadores libres, conocido como ionización por impacto. Si los portadores tienen suficiente energía cinética pueden excitar electrones y huecos en la banda prohibida debido a la energía liberada en los procesos de colisiones. Para el interruptor de THz, esto está ligado a una avalancha de rotura en el dispositivo, por que el portador ionizado debido a la colisión ganará suficiente energía cinética como para excitar más portadores en un proceso en cascada.

Esta situación de generación de portadores no será deseada para nuestro caso y, por tanto, se evitará manteniendo el voltaje de polarización dentro de los niveles de trabajo indicados por el dispositivo. Por otro lado se puede dañar el dispositivo por derretimiento si se aplica demasiada potencia de láser para excitar el interruptor, por lo que también se deberá tener en cuenta.

1.2.2 Direccionalidad de la emisión THz

La generación THz puede ocurrir tanto en direcciones reflejadas como transmitidas, como se desprende de la ley de Snell. Respecto a las características de estos haces de THz, su divergencia angular es mucho más grande de la que se da en la radiación óptica del haz de bombeo [6]. Estas consecuencias vienen dadas por los fuertes efectos de difracción para la radiación de THz como resultado de los efectos de las longitudes de onda mayores. El origen de esta direccionalidad de la emisión de THz está en la variación transversal de los transitorios de corriente. Esta propiedad refleja, a través de la secuencia de excitación temporal, el ángulo de incidencia de la radiación del bombeo. Por eso la dirección de emisión

puede variarse con la dirección del haz de bombeo. Esto permitirá controlar eléctricamente las propiedades espaciales de la radiación emitida, y por tanto mejorará los resultados finales.

1.2.3 Dependencia angular de la eficiencia

A pesar de que los transitorios de la fotocorriente no dependen por sí mismos del ángulo de incidencia de la radiación óptica de bombeo, su sincronización a través del plano transversal causa que la dirección del pulso de THz emitido sea definido dadas unas direcciones de transmisión y reflexión correctas. Además, la dirección del haz incidente tiene un impacto significativo en la amplitud del pulso resultante. Esta dependencia surge de dos efectos. Una parte es la variación en densidad de los portadores fotogenerados, como se describe a través del factor de Fresnel para radiaciones ópticas, con el ángulo de incidencia del haz de láser de bombeo. Este efecto tiende a favorecer a la excitación cerca del ángulo Brewster.

La segunda parte, que puede resultar más significativa, tiene en cuenta la eficiencia de acoplamiento de los transitorios de corriente respecto a los campos THz radiados en función de la dirección de emisión[6]. Para una dirección normal a la superficie no hay emisión posible, ya que el flujo de corriente no tiene componente transversal a la dirección de emisión. La eficiencia de acoplo se incrementa con el incremento del ángulo de emisión.

1.2.4 Forma de onda THz y sus características espectrales

Las características del espectro resultante van a reflejar los diversos parámetros experimentales, incluyendo la duración de la excitación láser y si las medidas están hechas en campo cercano o lejano. Además, la elección del material fotoconductor y la naturaleza del campo de polarización también serán parámetros críticos. La forma de onda correspondiente al campo lejano debería ser proporcional a la derivada temporal de la corriente[7]. Para tiempos de vida de portadores cortos se supone una corriente transitoria que cae bruscamente.

El crecimiento y caída de la corriente transitoria da como resultado una señal bipolar[7], como podemos observar en la Fig. 4-a . Efectos de procesos físicos como los efectos por saturación, pueden influir en los resultados. Pero quizás, lo más común es la influencia de distorsiones espectrales causadas por los componentes ópticos del sistema y el límite del ancho de banda del sistema (Fig. 4-b), que vendrá dado por el suelo de ruido, como se analizará más adelante.

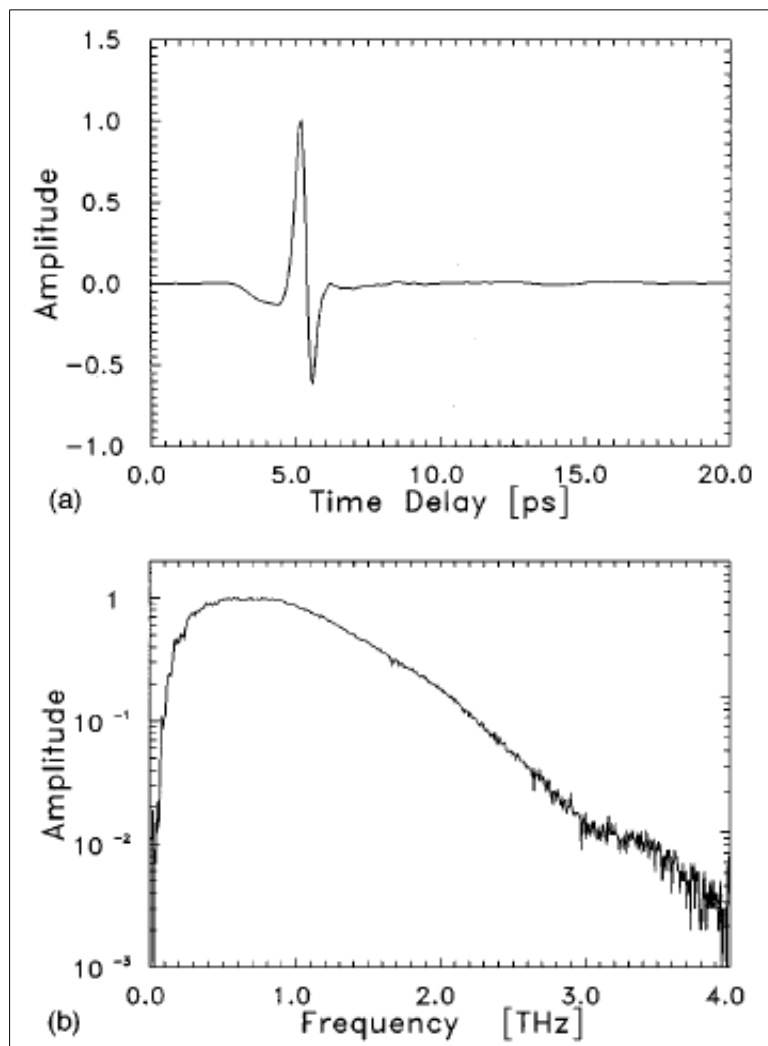


Fig. 4: (a) Forma del dominio temporal del pulso THz.

(b) Espectro frecuencia-temporal en una escala logarítmica.

1.2.5 Dependencia de la tensión de polarización

El campo de THz es proporcional a la corriente transitoria. La corriente para una fotoexcitación constante será proporcional a la fuerza de la tensión de polarización[7]. Por tanto, el campo de THz debería incrementarse en proporción directa al nivel de polarización. De hecho, este análisis obvia el posible papel de los efectos en campos de alta intensidad, así como efectos relativos a regiones de pequeña deriva. Para transmisores de gran apertura basados en campos transversales, los efectos se espera que sean menos significativos por las modestas amplitudes de la alimentación y las grandes dimensiones espaciales involucradas.

1.2.6 Escalado de potencia de emisores de THz de gran área

Para entender el interés de este aspecto en los emisores de THz, es importante recordar que el proceso de generación THz es por sí mismo no lineal[8]. En régimen de baja intensidad se tiene una relación lineal entre la intensidad óptica del láser y el campo eléctrico THz emitido. Esta relación implica una relación cuadrática entre la potencia del pulso óptico de bombeo y la correspondiente potencia del pulso de THz. Como consecuencia, incluso con la disponibilidad de una superficie de muestra de grandes dimensiones, para obtener la máxima eficiencia de conversión posible, siempre se deseará enfocar el haz de láser lo máximo como sea posible, y esto será hasta cerca del punto donde los efectos de la saturación o rotura pueden aparecer. Por eso, es importante entender los efectos de la saturación ya que es crítico para optimizar la eficiencia del transmisor de THz.

Por tanto, con bajos niveles de potencia, el campo radiado se incrementará linealmente con la intensidad óptica. Sin embargo, los campos radiados saturarán con altos niveles de potencia suministrada. Éste efecto puede ser entendido como resultado del “apantallamiento” de campo de polarización, explicado más adelante.

1.3 Detección del pulso de THz

En el lado del detector, el haz de THz es focalizado en un interruptor fotoconductor integrado en una antena tipo dipolo. La focalización del haz THz se consigue con una serie de mecanismos ópticos que serán explicados en siguientes secciones de este trabajo.

Al ser el láser pulsado, cada punto de la traza temporal del pulso de THz se forma con muchas repeticiones de forma que luego se miden cada punto variando el retardo temporal entre el pulso de sincronización óptico (haz de prueba) y el pulso de THz. La resolución temporal del proceso de detección está determinada básicamente por dos factores[9]; 1) La respuesta de la fotocorriente (generada por la ley de Ohm instantáneamente en tiempo) y 2) La dependencia temporal de la respuesta de la antena. En general, la intensidad de campo del pulso terahercio es débil por lo que se justifica una estricta respuesta lineal.

El campo eléctrico a través del fotoconductor puede diferir del campo eléctrico del pulso terahercio en el espacio libre debido a la respuesta frecuencial de la estructura de la antena, y debido al hecho de que longitudes de onda más cortas se focalizan más estrechamente que longitudes de onda más largas dando un haz de forma gaussiana. Para una antena teniendo unas dimensiones mucho más pequeñas que la longitud de onda de la radiación incidente, como es el caso de la antena tipo dipolo, la eficiencia se convierte en proporcional a la frecuencia de radiación. En el dominio temporal, esto equivaldría a una diferenciación de la señal. En el otro extremo de los límites, si la longitud de onda del haz de radiación es muy pequeño en comparación con el tamaño de la antena se obtendrá una respuesta integrada. En otros casos intermedios la respuesta en frecuencia se vuelve más complicada. En general, la respuesta en frecuencia se extiende hacia mayores frecuencias cuando la longitud de la antena tipo dipolo se hace más pequeña. Esto casa en concordancia con el hecho de que la frecuencia de corte superior para la antena es empujada hacia frecuencias más altas cuando el tamaño disminuye.

En la Fig. 5 se puede observar como el pico del espectro para el pulso THz aumenta hacia frecuencias más altas y el espectro se hace más ancho según la longitud del dipolo se hace más pequeña. Se muestran los espectros resultantes para pulsos medidos con antenas de 55 μm y 35 μm de longitud para una antena tipo dipolo.

En el proceso de detección, el pulso de THz actúa como una forma de onda de tensión cuasi-cuadrática que puede excitar portadores en el interruptor fotoconductor. El pulso de THz se muestra juntando el interruptor fotoconductor con una porción del láser (el de prueba) que anteriormente fue usado también para generar la radiación de THz. Ajustando el retardo entre el pulso de THz y la señal láser de prueba se obtendrá una réplica de la señal medida. En el interruptor fotoconductor será una correlación ,

$$j(t) = \frac{1}{T} = \int_T g(t+t')E(t')dt' , \quad (5)$$

entre la respuesta fotoconductor, $g(t)$, y la forma de onda del pulso de THz, $E(t)$. Si la respuesta fotoconductor es rápida, idealmente una función delta, la forma de onda de la corriente, $j(t)$, reproducirá la forma de onda THz, $E(t)$, de una manera fiel.

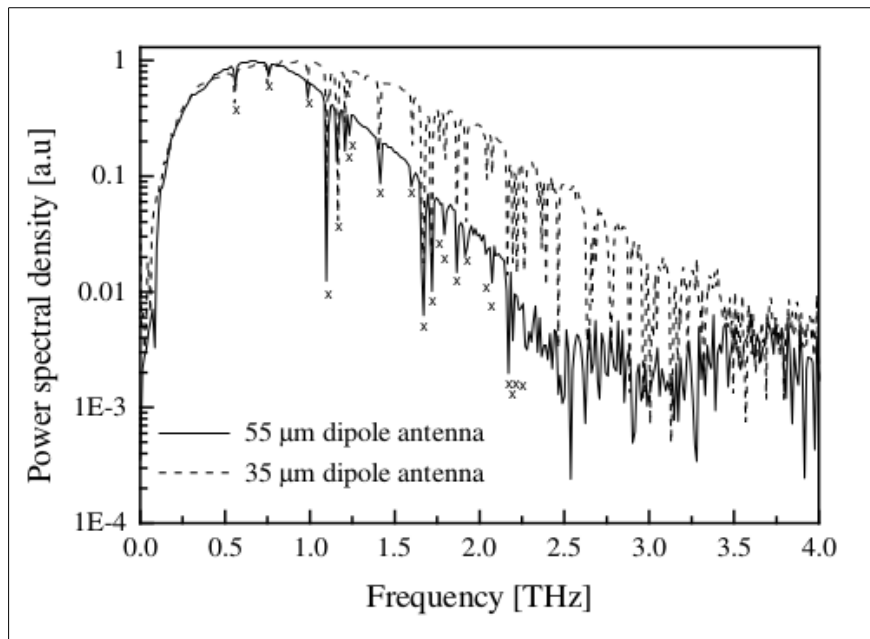


Fig. 5: Espectro para el pulso de THz para antenas receptoras de longitudes distintas.

Para resumir, se puede concluir que para obtener una detección con la que conseguir un buen ancho de banda será importante tener una antena de detección pequeña y una respuesta fotoconductor rápida, lo que significa unos portadores con unos periodos de vida cortos como los que se consiguen en materiales como los que se van a usar en este trabajo (InGaAs/InAlAs).

1.3.1 Técnicas de escaneo

El retardo óptico entre el pulso de THz y el haz de prueba óptico se consigue reflejando el haz de láser en un espejo montado en una línea de retardo óptico (ODL). De hecho, se usan dos métodos distintos de adquisición, el llamado método lento y el rápido. En nuestro montaje se usa el método rápido de escaneo, y consiste en una combinación de capturas de las formas de onda y detección con lock-in. Para muestrear una señal THz normalmente se tarda unos pocos minutos. Con esta configuración la adquisición de datos tarda unos 20-25 ms en adquirir cada forma de onda y la monitorización de la forma de onda en tiempo real se vuelve posible.

El lock-in se usa para reducir el ruido, su función se basa en promediar una serie de pulsos con el objetivo de conseguir valores con una menor varianza. El lock-in también tendrá como salida los valores promediados de la señal en cada instante, pasando al ordenador un número real y uno imaginario. La salida del preamplificador puede alimentar directamente a un osciloscopio para este propósito. En realidad, este proceso corresponde a una conversión desde el rango de terahercios al de los kilohercios. La salida del preamplificador se digitaliza en un conversor analógico-digital (A/D) y procesada por el procesador de señales digitales (DSP) integrado en el pc.

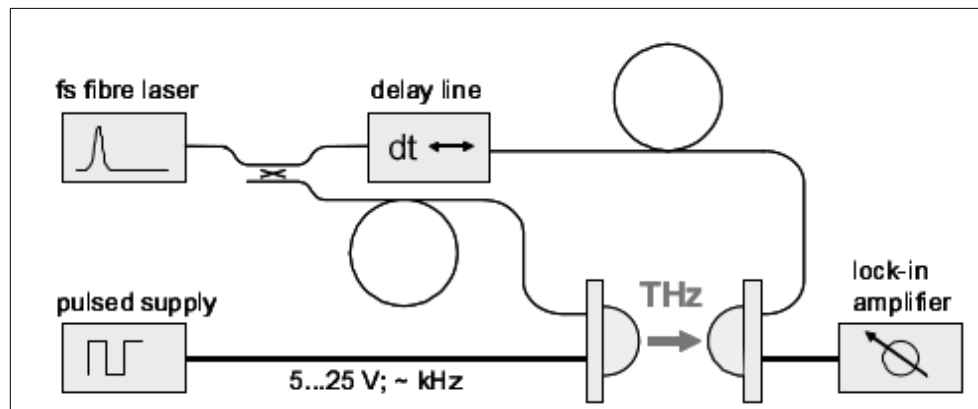


Fig. 6: Línea de retardo y amplificador lock-in situados en el montaje[10].

1.3.2 Influencia del ruido

La detección de pulsos de THz por muestreo fotoconductor ofrece una sensibilidad excepcional debido a la activación periódica optoelectrónica que ocurre en el receptor. El esquema de muestreo fotoconductor suprime el ruido mucho si lo comparamos con un

detector sin activación periódica[11], como el bolómetro.

Llevando a cabo reflexiones múltiples del haz de THz en una muestra de testeo se pueden determinar las contribuciones de varias fuentes de ruido en la incertezas de las constantes ópticas de la muestra. En los THz-TDS con photoswitches como antenas el ruido se origina principalmente en el emisor, y será directamente proporcional a la señal THz. Esto afectará básicamente al rango dinámico de las medidas. Las fuentes láser que se utilizan son normalmente las Ti:Sapphire, el uso de láseres de zafiro ayuda a que este ruido sea bajo, además, una manera de disminuir este ruido sería promediando un gran número de escaneos rápidos de la señal THz, con y sin la muestra. Estas reducciones de ruido darán lugar a una mejora en las medidas de la precisión de las constantes ópticas si las contribuciones debidas a los errores sistemáticos son menores que aquellas debidas a los errores por ruido.

El ruido en recepción es prácticamente independiente con la frecuencia (ruido blanco) y su influencia en la precisión de las constantes ópticas de las muestras es unos órdenes más pequeño que la influencia del emisor[11]. Sin embargo, el ruido en la detección contribuye al suelo del ruido, que limita la caracterización de materiales altamente absorbentes, como vemos en la Fig. 7. Una reducción del ruido en el detector podría venir principalmente dada por una mejora en la adquisición de los datos del sistema, esto comportaría la posibilidad de caracterizar materiales más altamente absorbentes (mayores frecuencias), pero no llevaría a mejorar las constantes ópticas extraídas de materiales transparentes. Por tanto, para valores de incerteza bajos, los errores debidos a ruido son muy pequeños en comparación con los errores sistemáticos: grosor de la muestra, aproximación de plano-onda, reflexiones parasíticas del haz láser a través del montajes, etc.

En resumen, hay dos fuentes de ruido que son inevitables, aunque se pueden minimizar con un buen diseño. Estas son, el ruido Johnson y el ruido shot. Otra posible fuente de ruido puede darse con las fluctuaciones de amplitud del pulso láser. Fluctuaciones de amplitud para láseres de femtosegundo de estado sólido son normalmente menores al 1%. Esto se puede experimentar en el laboratorio bloqueando la salida del láser con un fotodiodo rápido. Entonces, se puede ver un tren de pulsos en un osciloscopio y la amplitud de estos pulsos irán fluctuando a la frecuencia en la que se module, y esto será añadido al ruido. Cuando la fluctuación láser es la principal fuente de ruido tenemos que aumentar o disminuir

la potencia del láser para observar un incremento o decremento de ruido, y entonces podremos ajustar esta potencia para el mínimo ruido posible.

Otras fuentes de ruido pueden venir dadas por varios tipos de acoplamientos a través de acoplamientos capacitivos o inductivos provenientes de distintos aparatos que se puedan encontrar en ese momento en el laboratorio. Éste tipo de ruido puede reducirse sustancialmente usando un buen apantallamiento de los equipos. Además también tenemos el ruido mecánico proveniente del montaje que se transmite hacia el circuito de detección a través del efecto micrófono. Obviamente, será preferible usar montajes muy estables para las antenas THz así como para toda la óptica del espectrómetro de THz.

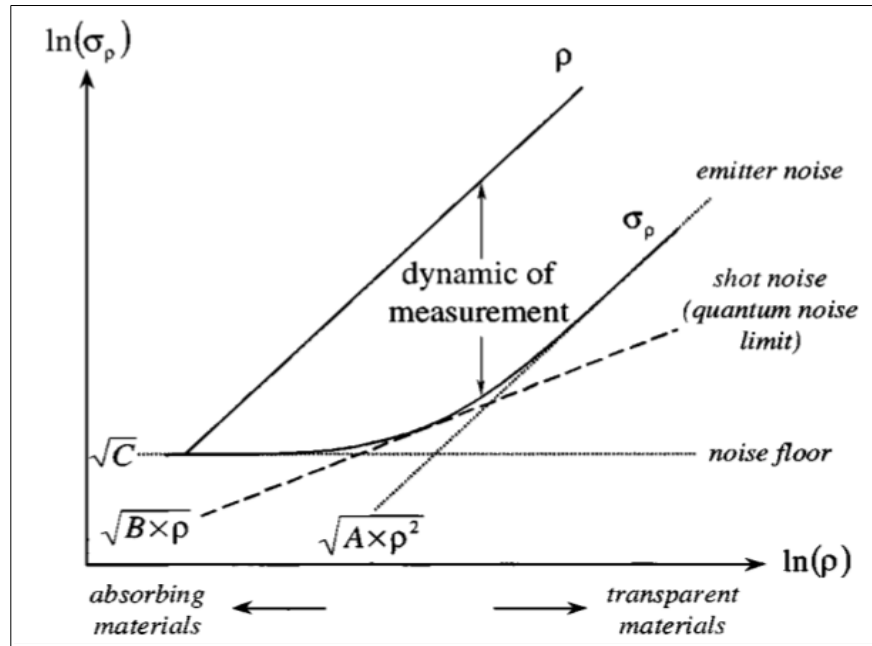


Fig. 7: Influencia de distintos tipos de ruido en la caracterización de materiales absorbentes y transparentes, así como rango dinámico de medidas[11].

1.3.3 Del dominio temporal al dominio frecuencial

Los sistemas THz-TDS usan el método “pump-probe” para de este modo poder medir la forma y la intensidad del pulso de THz. Por tanto, la información se obtiene en el dominio temporal[1]. Sin embargo, el objetivo de la técnica es obtener los parámetros dieléctricos de las muestras en función de la frecuencia.

Este cambio de dominio se llevará a cabo mediante la ejecución de la transformada de Fourier en la forma de onda adquirida. El resultado de hacer una transformada de Fourier es una función compleja. Esto nos lleva a obtener información de amplitud y fase relativas a la onda de THz, por tanto, la detección de estos pulsos se considera como una medida coherente. Gracias a esta capacidad coherente, las partes reales e imaginarias de las constantes dieléctricas del material se pueden medir directamente sin la necesidad de usar otros métodos indirectos, siendo así una característica muy relevante del método.

En realidad, lo que medimos es el índice de refracción y la atenuación del material en el rango de THz (Como se explicará más en detalle en el próximo apartado), que están directamente relacionadas con la constante dieléctrica compleja.

Para definir los aspectos básicos que tendremos que tener en cuenta cuando llegue la hora de adquirir y procesar la información en la recepción, primero necesitamos saber cómo se hará esta transformada de Fourier, ya que de ello dependerán las otras definiciones. Por definición, la transformada de Fourier sólo puede obtenerse de formas de onda de duración infinita, pero, no existen estas señales. Además las formas de onda se van adquiriendo discretamente, no continuamente. Por tanto, en realidad lo que se usa es la DFT (Discrete Fourier Transform), que es el método práctico con el que se calcula la transformada de Fourier en lugar de la clásica definición matemática.

Antes de calcularse la DFT, la forma de onda se multiplicará por una ventana de muestreo. Debido al teorema de la convolución, la multiplicación de la forma de onda con la ventana de muestreo significará que la transformada de Fourier de ese producto es el resultado de la convolución entre la transformada de Fourier de la forma de onda, por la transformada de Fourier de la ventana.

$$F[x(t)w(t)] = F[x(t)] * F[w(t)] = X(v) * W(v) \quad (6)$$

En la transformada de Fourier, la resolución frecuencial (Δf) y el ancho de banda (B) están relacionados con la longitud de ventana (T) y el intervalo de muestreo (Δt), respectivamente. El intervalo de muestreo es la inversa de la velocidad de muestreo (f_{sr}). En la Fig. 8 se puede observar la FT y la relación entre estos parámetros. En el proceso de transformación para la THz-TDS hay, principalmente, tres aspectos a considerar[1]:

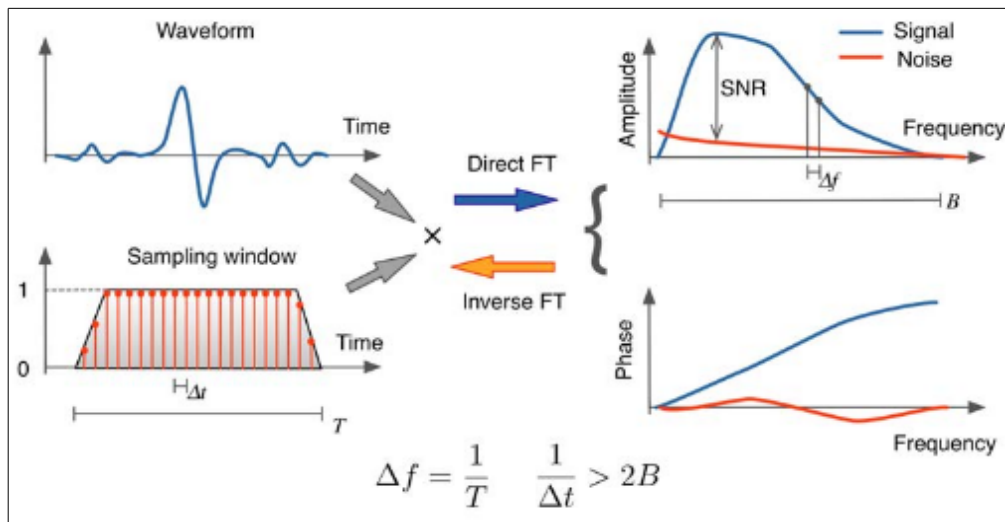


Fig. 8: Resumen de la FT y los parámetros que la relacionan en su transformada[1].

1.- *Resolución de frecuencia y longitud de ventana:* La resolución en frecuencia (Δf) es inversamente proporcional a la longitud de ventana T . Por tanto, cuanto más grande sea la longitud de la ventana, mejor resolución frecuencial podremos tener. Esto va a ser muy relevante si tenemos en cuenta que para algunas medidas las características espectrales necesarias van a exigir una cierta resolución frecuencial. Por ejemplo, algunos gases como el vapor de agua tienen picos de absorción muy estrechos, esto hace necesario el uso de alta resolución (del orden de 100 MHz a 1GHz), que requieren longitudes de escaneos mayores de 100 ps. Por otro lado, los picos de absorción en estructuras sólidas son más anchos y exigen una menor resolución frecuencial (alrededor de los 100 GHz).

2.- *Ancho de banda y frecuencia de muestreo:* Se puede definir con el teorema de Shannon-Nyquist. Este teorema dice que una señal analógica se puede reconstruir perfectamente si la frecuencia de muestreo es al menos el doble que su ancho de banda (definida como la componente frecuencial más elevada de la señal a tratar). Normalmente los sistemas de THz tienen un ancho de banda de 5 THz, por tanto, estos requerirán una frecuencia de muestreo de, al menos 10 THz, o lo que es lo mismo, un periodo de muestreo de unos 100 fs. La mayoría de sistemas de THz alcanzan periodos de muestreo de 20 fs, por tanto esto no será una limitación.

3.- *Velocidad de adquisición y SNR*: Como hemos visto anteriormente, una manera de reducir una parte del ruido del sistema es haciendo promediados. Los promediados aumentará la señal-ruido del sistema. Normalmente se pueden ganar unos 10 dB o más, promediando una señal en lugar de haciendo una sólo toma de dato. Sin embargo, evidentemente, éste promediado aumentará el tiempo de procesado del sistema requerido para hacer una medida completa. Por tanto, para mejor señal-ruido se necesitan tiempos de adquisición de datos mayores, para adquisiciones rápidas tendremos un SNR peor.

A la hora de procesar los datos, también tenemos que tener en cuenta una serie de fenómenos que son importantes a la hora de identificar que será información real de lo que no. O cuando estamos recibiendo una información post-procesado correcta o no, y por qué. En el dominio temporal de sistemas de THz los fenómenos más importantes que se deben tener en cuenta a la hora de pasar del dominio temporal al dominio frecuencial, son los siguientes[1]:

1.- *Alising*: Es la distorsión de la señal que va a resultar del incumplimiento del teorema visto antes, Shannon-Nyquist. Si la frecuencia de muestreo utilizada es menor que el doble del ancho de banda de la señal, no podremos recuperar las componentes frecuenciales más altos de esta señal y la señal será errónea. De modo que va a ser importante tener una idea de con qué tipo de señal vamos a estar trabajando para poder ajustar los parámetros del sistema apropiadamente.

2.- *Fuga*: Se refiere a la propagación de la energía de un componente frecuencial en concreto a los componentes frecuenciales adyacentes debido a aplicar una cierta ventana de muestreo. Como resultado, veremos que se reducirá la resolución espectral del sistema. Las diferentes formas de ventana de muestreo tienen distintos perfiles en su transformada de Fourier cuando se convolucionan con la forma de onda. Por tanto, según la ventana de muestreo que utilizamos vamos a tener distintas resoluciones frecuenciales. La ventana más usada es la rectangular, que tiene buenas resoluciones espectrales, pero si lo que queremos son resoluciones muy altas se puede usar la de Hamming.

3.- *Efecto Etalon*: Cuando se usan los sistemas THz-TDS se suelen encontrar ecos del pulso THz original debido a las distintas reflexiones que se van produciendo a través de los distintos interfaces ópticos del sistema, como lentes, espejos, etc. Si la longitud de escaneo es lo suficientemente larga el resultado será que los ecos se mostrarán como réplicas más pequeñas del pulso principal. Si las réplicas, resultan incluidas en la transformada de Fourier, entonces es cuando tenemos el efecto Etalon con interferencias visibles en el espectro, Fig. 9[12]. Este efecto es peligroso, ya que puede hacer la lectura de los resultados muy difícil e incluso ocultar los indicativos espectrales que estamos buscando.

Como solución, normalmente querremos ajustar la longitud del escaneo al máximo, para evitar la filtración al dominio frecuencial de estos componentes, normalmente tan corto como hasta llegar al primer eco. Lo malo de esta solución es que nos limitará la frecuencia de resolución máxima, ya que estamos limitando la longitud del escaneo. Otra solución sería deconvolucionar los ecos una vez que ya han sido transformados, con procesamiento numérico. Aunque este método presenta algunos problemas con amplitudes de señal tan bajas. Por tanto, se tendrá que encontrar un punto de equilibrio entre la resolución y los ecos, dependiendo de la muestra a estudiar.

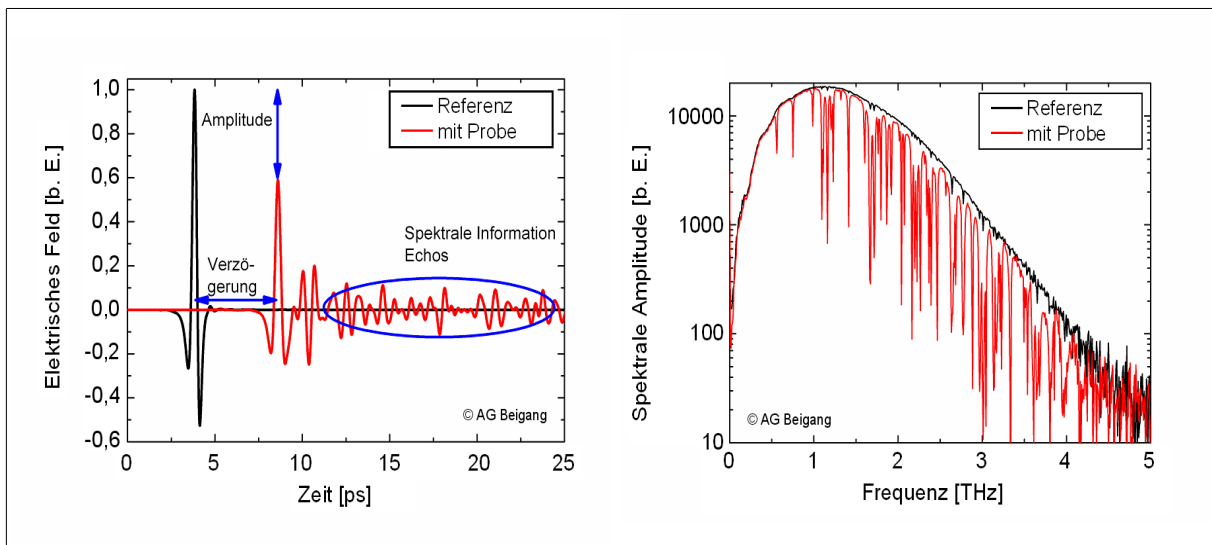


Fig. 9: Efecto Etalon causado por distintos ecos producidos en un sistema de espectroscopia[12]. A la izquierda los ecos en el dominio temporal junto con una señal de referencia. A la derecha el espectro en el dominio frecuencial de la señal de referencia y la señal con ecos. Se pueden ver la gran diferencia y dificultad en el análisis de los datos si no se hace un correcto ajuste de la longitud de escaneo de la ventana.

1.3.4 El análisis de datos

Para transportar el haz de pulsos de THz a través del montaje desde el emisor hasta el detector se puede usar un sistema de óptica transmisiva o reflectiva. La óptica reflexiva tiene pérdidas pequeñas debido a la alta conductividad de la mayoría de los materiales en el rango de los THz, pero puede ser difícil de alinear correctamente. Por otro lado, la óptica transmisiva se puede alinear más fácilmente que la óptica reflexiva, pero normalmente tiende a tener dependencia frecuencial de absorción, y esto conlleva a la atenuación de los componentes frecuenciales más altos de la radiación de THz y por tanto, no resulta apropiado para hacer espectroscopias que necesiten trabajar en rangos de frecuencias altas.

La óptica transmisiva se trata normalmente de lentes con superficies esféricas o no. Normalmente están hechas con polietileno, teflón u otros materiales de baja dispersión. También se usan materiales de alta resistividad, como el silicio, para aplicaciones THz, por sus excepcionalmente bajas pérdidas y dispersión.

Por otra parte, normalmente se usan lentes de alta resistividad de silicio para acoplar la radiación THz desde la antena emisora hacia el espacio libre, y para acoplar este pulso de THz desde el espacio libre hacia la antena detectora. Se han caracterizado muchos tipos de lentes (de colimación, hemiesféricas, hiperesféricas, etc), pero habitualmente se emplea una lente hiperhemiesférica.

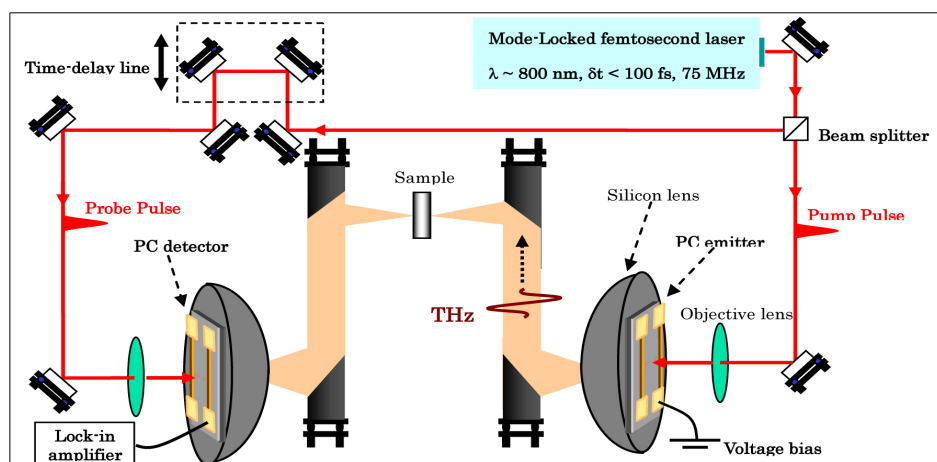


Fig. 10: Sistema THz-TDS con los dispositivos ópticos necesarios para el guiado de los haces láser y THz desde el emisor hasta el detector[13]. El uso de lentes de silicio dadas sus características de baja dispersión y pérdidas.

1.3.4.1 Análisis en transmisión

La primera aplicación en la que se usó análisis de transmisión THz-TDS fue con el vapor de agua, seguido de los coeficientes de absorción e índices de refracción de algunos dieléctricos y semiconductores. En la fig. 11[14] podemos ver la geometría general para medidas en reflexión y transmisión. El pulso de THz incidente está caracterizado por su amplitud espectral y fase $\hat{E}_0(\omega)$, obtenido mediante la transformada de Fourier de los datos recogidos.

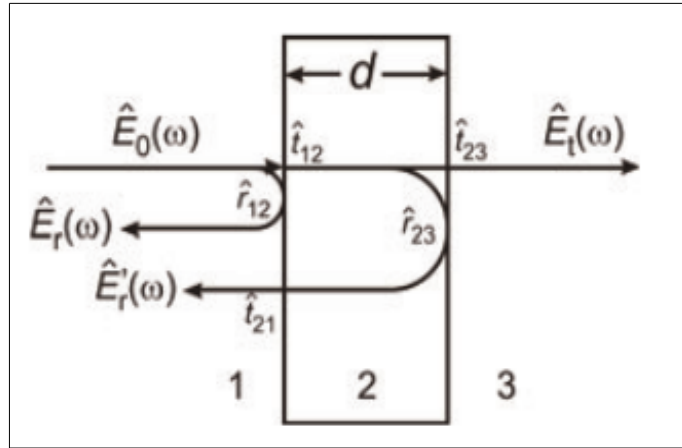


Fig. 11: Esquema de las geometrías para espectroscopia en transmisión y reflexión, a través de los distintos medios.

Suponiendo que se ignoran las reflexiones que se puedan producir entre los interfaces, las señales transmitidas y reflejadas en esta geometría vendrán descritas por las siguientes ecuaciones:

$$\hat{E}_t(\omega) = \hat{E}_0(\omega) \hat{t}_{12} \hat{t}_{23} e^{-\frac{\alpha d}{2}} e^{-\frac{i n \omega d}{c}} \quad \hat{E}_r(\omega) = \hat{E}_0 \hat{r}_{12} \quad \hat{E}_r'(\omega) = \hat{E}_0 \hat{t}_{12} \hat{t}_{23} \hat{r}_{21} e^{-\frac{\alpha d}{2}} e^{-\frac{i n \omega d}{c}},$$

donde $\hat{t}_{12}, \hat{t}_{23}, \hat{r}_{12}$ y \hat{r}_{23} son varios coeficientes de transmisión y reflexión complejos de Fresnel.

Las medidas hechas en, ya sea transmisión o reflexión, se pueden usar para extraer el índice complejo de refracción de la muestra analizada, en la Fig. 11 el medio 2, como;

$\hat{n}(\omega) = n(\omega) + i k(\omega)$. Donde $k(\omega)$ es el coeficiente de extinción relacionado con el coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ a través de $k(\omega) = \alpha(\omega) c / 2 \omega$. Por tanto, esta

información se puede obtener con dos pulsos de THz que se propagan a través del aire y a través de la muestra a estudiar. Sus amplitudes espectrales y fases se compararán como:

$$\frac{\hat{E}_{sam}(w)}{\hat{E}_{ref}(w)} = T(w) e^{i\varphi(w)} = t_{12} \hat{t}_{23} \hat{t}_{21} e^{-\frac{\alpha d}{2}} e^{\frac{i(n-1)wd}{c}} \quad (7)$$

Si las muestras a analizar se limitan a materiales con un coeficiente de absorción bajo los coeficientes de transmisión serían valores reales y con unos pulsos incidentes normales a la muestra obtendríamos:

$$n(w) = 1 + \frac{\varphi(w)c}{wd} \quad (8) \quad \text{y} \quad \alpha(w) = \frac{-2}{d} \ln\left(\frac{(n+1)^2}{4n} T(w)\right) \quad (9)$$

Sin embargo, estas ecuaciones son sólo válidas para muestras con absorciones pequeñas y grosores de muestra infinitos. Para absorciones finitas obtendremos cambios de fase debidos a los coeficientes de transmisión complejos de Fresnel. Para muestras finas con una absorción alta la fase cambia debido a que los coeficientes de Fresnel se hacen comparables con el cambio de fase acumulada por la propagación a través de la muestra. Por tanto, el cálculo por separado de la parte real del índice de refracción a partir de la fase de la muestra ya no será posible.

Las muestras finas provocarán reflexiones múltiples de la señal dentro de la muestra y esto hará que la traza del dominio temporal contenga una secuencia de ecos a continuación del pulso principal. Duvillaret consideró un método para la extracción de las propiedades dieléctricas de este tipo de muestras donde los ecos se superponen en el dominio temporal, usando un coeficiente Fabry-Perot que se define como:

$$FP(w) = \frac{1}{1 - \left(\frac{\hat{n}-1}{\hat{n}+1}\right) e^{-\alpha d} e^{2inwd/c}} \quad \text{dando una función general de transmisión } \hat{T}(w) :$$

$$\hat{T}(w) = \frac{\hat{E}_{sam}(w)}{\hat{E}_{ref}(w)} = \frac{4\hat{n}}{(\hat{n}+1)^2} e^{-\alpha d} e^{2inwd/c} \quad \text{Como ejemplo del estudio a través del método del}$$

coeficiente de transmisión podemos observar la Fig. 12[14], en la Fig. 12-a se pueden ver las trazas temporales de las señales de referencia y de la cierta muestra. En la Fig. 12-b se ve el espectro equivalente de estas dos señales, usando el método previamente descrito vemos como en la Fig.12-c tenemos la absorbancia extraída (αd) y finalmente, la extracción del índice de refracción, que se corresponde en esta muestra con el de una muestra de citosina.

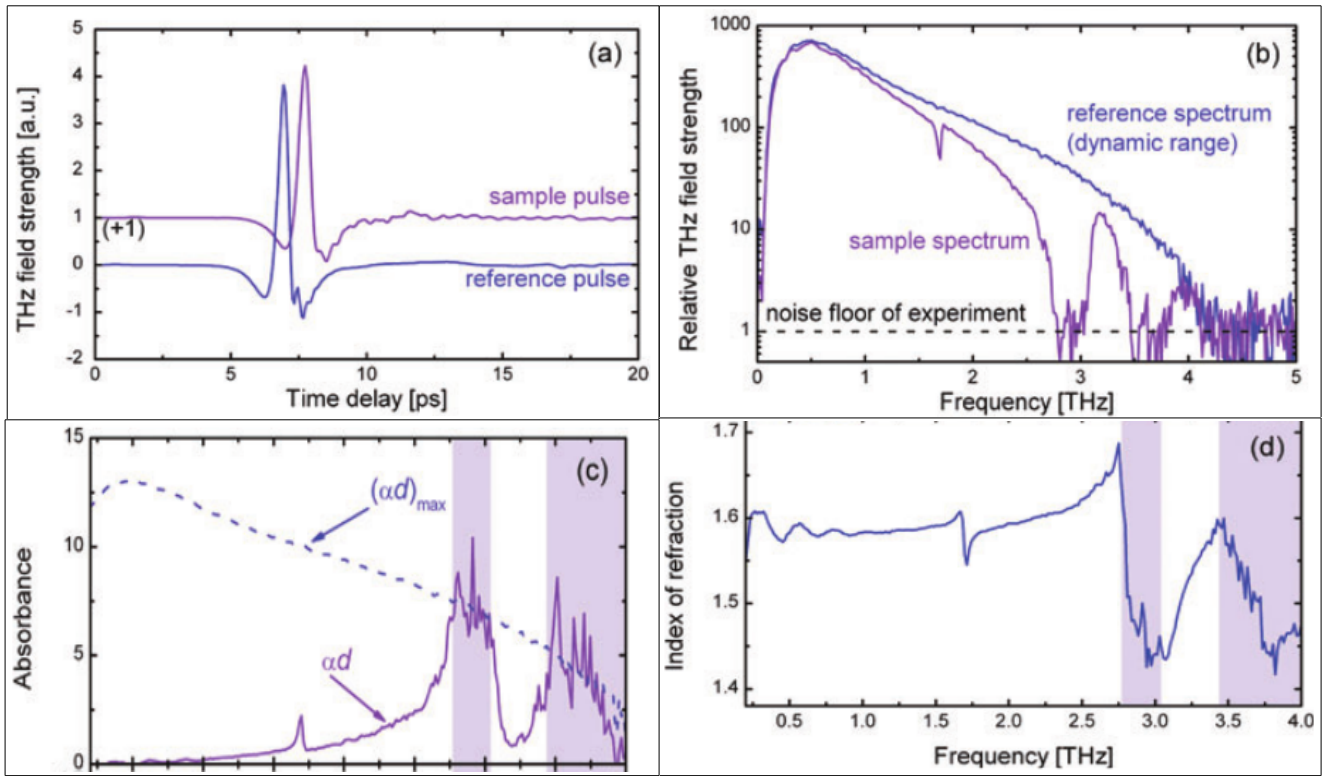


Fig. 12: a-Trazas temporales de los pulsos de referencia y el pulso que analiza una muestra en un experimento de THz-TDS. b-espectro frecuencial de las señales de referencia y de muestra con respecto al suelo de ruido. c-absorbancia extraída y detectable. D-índice de refracción del material de muestra analizado.

1.3.4.2 Análisis en reflexión

La información espectroscópica también se puede obtener con el modo reflectivo[14]. De esta forma, la señal de referencia se puede obtener ya sea reemplazando la muestra con un reflector conocido, como puedan ser un dieléctrico plano o una superficie metálica, o situando una ventana en contacto con la muestra y usando la reflexión de superficie frontal como señal de referencia y la reflexión de la superficie trasera de la ventana, en contacto con la muestra, como señal de muestra.

El coeficiente de reflexión de un metal es -1, independientemente de la frecuencia. Usando la superficie de este metal como reflector de referencia normal a la incidencia de radiación de THz el cociente de reflexión de la muestra respecto la referencia de reflexión será[14]:

$$|r|e^{i\varphi} = \frac{\hat{n}-1}{\hat{n}+1} = \frac{n+ik-1}{n+ik+1} \quad , \quad (10)$$

donde $\hat{n}=n+ik$ es el índice de refracción complejo del material estudiado. Esta expresión se puede manipular para así poder sacar el índice de refracción y el coeficiente de absorción de la muestra, siendo:

$$n(w)=\frac{1-|r|^2}{1+|r|^2-2|r|\cos\varphi} \quad (11) \quad \text{y} \quad \alpha(w)=\frac{4\pi\nu}{c}\frac{2|r|\sin\varphi}{1+|r|^2-2|r|\cos\varphi} \quad (12)$$

1.3.4.3 Análisis con reflexión total atenuada (ATR)

Como alternativa a las medidas de transmisión y reflexión existe una técnica de ATR para el rango de THz. Ésta técnica se puede implementar con un prisma Dove cortado para los haces de entrada y salida[14]. Este método es muy útil ya que la disposición geométrica del prisma hará posible que se coloque en la región focal de un sistema de THz-TDS con una perturbación mínima del camino del haz de THz. Esto se obtendrá con un ángulo tal que $\sin\theta=n_1\sin(2\theta-\pi/2)$. Con esta geometría el prisma se puede introducir en la región focal del sistema sin alterar la dirección de propagación del haz de THz incidente. Las medidas se realizan midiendo la señal reflejada $E_r(w)$ desde la interfaz en contacto con el material de muestra y la señal reflejada $E'_r(w)$ desde la interfaz en contacto con el aire.

$$ATR(w)=\left|\frac{E_r(w)}{E'_r(w)}\right|e^{i\Delta\varphi(w)}=\left|\frac{r}{r'}\right|, \quad \text{donde} \quad \Delta\varphi(w)=\arg(E_r(w))-(E'_r(w))=\arg\left(\frac{r}{r'}\right)$$

1.3.4.4 Comparación de los métodos de análisis

El método de análisis que se emplea en este trabajo es el método por transmisión, ya que los objetivos para los que está destinado el montaje del sistema hace más fácil llevar a cabo este método.

Sin embargo, se puede decir que para índices de refracción más bajos que el del material del que está hecho el prisma (método ATR), la sensibilidad de la técnica ATR puede ser bastante mayor que si usamos el método de transmisión o reflexión THz-TDS.

2 Antenas Fotoconductoras

Las antenas utilizadas en el montaje del sistema de espectroscopia THz-TDS en el que se basa este trabajo son las TERA15-FC. Dichas antenas están hechas de una composición de material fotoconductor de InGaAs/InAlAs. A continuación se va a presentar las características básicas y funcionamiento de las antenas fotoconductoras así como una descripción detallada de la construcción y funcionamiento de las antenas basadas en InGaAs/InAlAs en concreto.

2.1 Transmisor

Como se ha visto en el apartado de la introducción, la generación de pulsos de THz está basada en la excitación de ciertos materiales o estructuras con pulsos láser. Los dos mecanismos de generación de ondas de THz a través de pulsos láser más populares son el de generación de foto portadores en antenas fotoconductoras (PCA) y el de procesos de segundo orden no lineales en cristales electro-ópticos (EO) . Estos sistemas ofrecen un ancho de banda de trabajo que normalmente se mueve entre los 3 y los 5 THz con unos rangos de potencia de salida de entre los nW a unos pocos uW. En este trabajo vamos a centrarnos en los emisores y detectores basados en antenas fotoconductoras, ya que de este tipo son las antenas TERA15-FC usadas en el montaje del sistema de espectroscopia.

Una antena fotoconductoras consiste en dos electrodos metálicos que están depositados sobre un sustrato de tipo semiconductor, que suele ser del tipo directo y de los compuestos químicos III-V, como el GaAs[1]. Se aplica una tensión de polarización entre los electrodos con el fin de generar foto-portadores que van a ser movidos por el pulso láser. La aceleración de los portadores genera los mecanismos básicos de emisión que van a formar el haz de radiación de THz.

Los fotones del pulso láser necesitan tener energías que sean mayores que la banda prohibida del semiconductor que se usa para así poder inducir foto portadores libres. Si el láser se enfoca hacia el hueco entre los electrodos los portadores foto inducidos se acelerarán gracias al campo que hay entre el hueco, que genera corriente. Dada la naturaleza pulsada del haz de láser, la amplitud de la corriente estará en función del tiempo y, por tanto, la derivada

de la corriente respecto al tiempo genera el pulso de THz. Este por tanto, será el mecanismo de generación básico, como se puede observar en la Fig. 13[15].

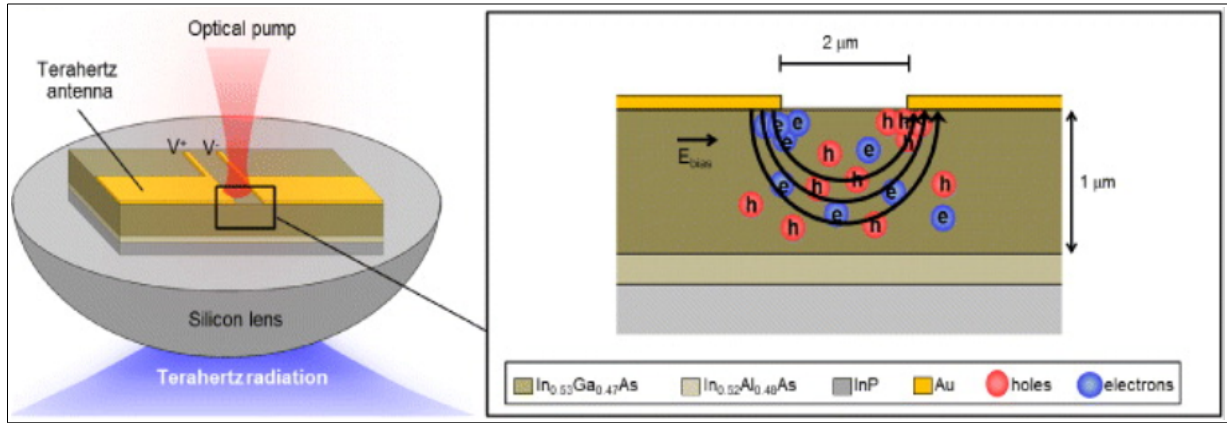


Fig. 13: Mecanismo de generación de radiación THz mediante antena fotoconductiva.

El campo eléctrico generado por el pulso THz radiado será[1]:

$$E_{thz} = \frac{A_e}{4\pi\epsilon_0 c^2 z} \frac{\partial N(t)}{\partial t} \mu E_b, \quad [13]$$

donde A es el área de iluminación, ϵ_0 es la permitividad en el vacío, c es la velocidad de la luz, e es la carga del electrón, z es la penetración del pulso láser en el semiconductor, μ es la movilidad de los portadores, E_b es la tensión de polarización y N la densidad de portadores. Como la movilidad de los electrones suele ser bastante más alta que la de los agujeros, la contribución principal al movimiento de éstos va a venir por los electrones. Los parámetros más importantes que pueden afectar el rendimiento y características de una antena fotoconductiva son los siguientes[1]:

- *Banda prohibida del semiconductor*: La energía de los fotones del láser tendrá que ser mayor que la energía necesaria para superar la banda prohibida del semiconductor sobre el que se actúa, de este modo los fotoportadores se van a poder generar, como vemos en la fig. 13.

- *Tiempo de vida de portadores*: Los semiconductores cuyos portadores tienen un tiempo de vida corto son los que van a usarse ya que al ser más rápidos, generarán pulsos de THz más cortos y, por tanto, se conseguirá un ancho de banda mayor en el espectro.

-Movilidad de los portadores: La alta movilidad incrementa la eficiencia de la emisión del haz de THz ya que los portadores podrán acelerar más rápidamente haciendo uso de un voltaje de polarización menor.

-Separación de la antena: Se refiere al hueco entre los electrodos de la PCA. Huecos pequeños van a requerir menos tensión de polarización pero son más fácilmente dañados ya que el límite de rotura es más bajo. Además también se requiere una mejor alineación del pulso láser y un punto de iluminación correcto que ilumine el hueco eficientemente. Por el contrario separaciones más grandes entre los electrodos hacen que el límite de rotura esté a un nivel más alto y la alineación del láser puede pasar más inadvertida, por tanto son más robustos, y éstos pueden generar pulsos THz más intensos, así que los huecos más anchos en la transmisión son más convenientes.

-Tensión de polarización: La potencia de salida del haz de THz aumenta según se incrementa el punto de polarización. Como se ha comentado antes, sin embargo, hay un límite de alimentación sobre el cual el dispositivo se rompe, dependiendo del tamaño del hueco entre los electrodos de la antena y la densidad de portadores del semiconductor.

Las estructuras de las PCA pueden ser resonantes o no resonantes. Las resonantes generan radiación de THz alrededor de una frecuencia central, la cual depende de la distancia del hueco. Las no resonantes tienen una distancia de hueco entre electrodos variable y consiguen anchos de banda mejores para la emisión THz.

El diámetro del láser que iluminará el hueco entre los electrodos tendrá que estar ajustado al tamaño de este hueco para que la generación de portadores sea óptima. Si el punto que ilumina es más pequeño que la superficie del hueco, el área que no esté iluminada no va a generar portadores, por tanto corriente, y entonces la eficiencia se reducirá así como la potencia de salida. Por el contrario, un punto de iluminación láser más grande que el hueco lo que va a provocar es que un despilfarro de potencia láser que no va a ser útil para generar más potencia de THz de salida, ya que parte de ésta iluminación va a parar a partes no activas del componente. Una manera de controlar el tamaño del punto de iluminación pasa por el montaje de una lente en el paso de transición, alejándola y acercándola a la fuente de modo que se pueda variar el tamaño del punto.

2.2 Detector

Se pueden usar los mismos tipos de antena para la detección de los haces de THz[1]. La estructura de fotodetección de la antena detectora es muy similar a la estructura de la PCA para emisión. Los dos electrodos metálicos se recubren sobre una superficie semiconductor. Como se ha expuesto anteriormente, la detección involucra el uso del haz de THz ya que ésta corriente va a ser la que polarice la fotoantena mientras se mide la fotocorriente generada por el haz de prueba que va a incidir a través de los electrodos. Ésta corriente en los extremos de los electrodos será recogida y procesada por el lock-in para poder ser mostrada. Si no hubiera campo eléctrico en el hueco, entonces los portadores generados por el haz de prueba se propagarían aleatoriamente y no crearían ninguna corriente. Pero, si un pulso de THz ilumina el hueco, entonces el campo eléctrico asociado a la onda de THz separa los pares electrón-hueco y se crea una corriente neta. Ésta corriente será proporcional al campo eléctrico de THz que se aplica. Este proceso puede verse en la Fig. 14[13].

Normalmente el hueco entre electrodos para la antena de detección es mucho más estrecho que la separación entre electrodos en la antena de emisión. El hueco en emisión suele estar sobre los 50 μm y en la antena de emisión sobre los 10 μm . Esto es así por que el campo que vamos a tener que detectar en la detección va a ser mucho más débil que el que tenemos en la generación, y como mencionado anteriormente, huecos más estrechos requieren un campo eléctrico menor para generar una corriente que se pueda medir.

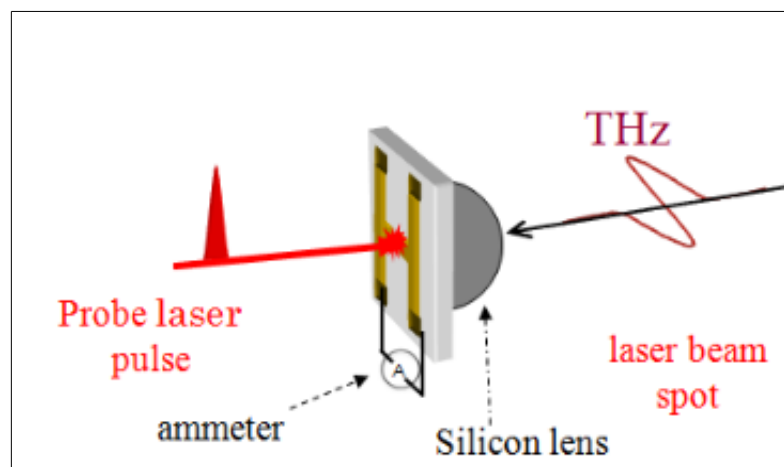


Fig. 14: Mecanismo de detección de pulsos THz mediante antena PCA.

Los factores que afectarán al comportamiento de la antena fotoconductiva como detector son muy similares a los que la afectan como emisor. La banda prohibida del semiconductor, el tiempo de vida de los portadores y la movilidad de los portadores siguen las mismas directrices. Sin embargo, el hueco entre los electrodos de la antena será mucho más pequeño, al contrario de lo que es deseable en emisión. Las PCAs para la detección suelen tener estructuras de tipo dipolo con huecos estrechos. Los dipolos más grandes tendrán más sensibilidad mientras que los más pequeños tendrán, en su lugar, un mejor ancho de banda. En esta parte del sistema la alineación de los componentes de detección será crítica, dada la pequeña distancia del hueco de la antena.

2.3 Capas fotoconductivas de InGaAs/InAlAs para antenas de 1550 nm

Las antenas disponibles sobre las que se basa el presente trabajo son PCAs compuestas por capas fotoconductivas de InGaAs/InAlAs creadas con estructuración tipo “mesa”. Este material ofrece varias ventajas frente a las típicas composiciones de GaAs o AlGaAs que se estaban usando para aplicaciones de alta frecuencia[16]. Mayores concentraciones de electrones, picos de velocidad de deriva más altos y mayores movilidades en el canal son comportamientos que hacen que se mejore la respuesta en cuanto a ganancia y ruido cuando se usan estos materiales. El desarrollo de dopado por inyección, la fabricación auto-alineada, buffers super enrejados y longitudes de puertas del orden de los micrómetros, han hecho posible que la evolución de los dispositivos basados en InAlAs/InGaAs haya sido espectacular en los últimos años[16].

Los sistemas de THz normalmente usan fuentes láser de Ti:Zafiro para obtener pulsos cortos en los 800 nm[10] y antenas fotoconductivas desarrolladas en GaAs a baja temperatura mediante el método de crecimiento de *molecular beam epitaxy (MBE)*[17]. Debido a que estas fuentes no entran en el rango de trabajo de la mayoría de aplicaciones para telecomunicaciones, se han desarrollado fuentes en 1550 nm. Este desarrollo está permitiendo que los sistemas que puedan operar a esta frecuencia se puedan beneficiar de una gran variedad de láseres y componentes de fibra que se han desarrollado y madurado

originalmente para aplicaciones de telecomunicaciones. Otros beneficios de este desarrollo vienen dados por el bajo coste comparado con las fuentes de 800 nm, la alta estabilidad de la fuente y el reducido tamaño de los láseres de fibra pulsados en comparación con los láseres de zafiro convencionales. Además, ya existen una gran variedad de componentes semiconductores y fibras que están maduras, son versátiles y tienen un bajo coste en el rango de 1.5 μm , gracias a los muchos años que se ha estado trabajando en el desarrollo de componentes para este rango de frecuencias. En resumen, con todas estas ventajas se podrán crear sistemas más manejables, sencillos y el nuevo desarrollo de aplicaciones va a verse reforzado.

Tradicionalmente las antenas fotoconductoras sensibles en el rango de 1.5 μm han sido el cuello de botella que frenaba el desarrollo de esta tecnología para nuevas aplicaciones. Entonces surgió un desarrollo del crecimiento de sustratos a baja temperatura de InGaAs en InP usando MBE que dio la respuesta pulsada ultrarápida que se andaba buscando. Sin embargo, en contraste con el método LT GaAs, InGaAs muestra una alta conductividad oscura que impedía su uso en PCA. Desde entonces se han estado probando otras alternativas basadas en la implantación de hierro, etc. Unos años atrás se estuvo desarrollando una estructura donde capas fotoconductoras de InGaAs muy finas se incrustan entre capas de InAlAs [18]. Con esta estructura se ha aumentado la resistividad algunos órdenes de magnitud. La estructura se hizo desarrollando cien periodos de InGaAs/InAlAs para poder tener una foto eficiencia suficiente y funcionó. Sin embargo, dependiendo del método de crecimiento empleado las características de estas antenas pueden aumentar.

2.3.1 Estructuras planares y mesa

Una desventaja de las antenas fotoconductoras con contactos metálicos es que la componente del campo eléctrico decrece por la profundidad del fotoconductor, como se puede apreciar en la Fig. 15[18]. Con la estructura multicapa descrita anteriormente (100 periodos de InGaAs/InAlAs) el problema se magnifica debido a las múltiples interferencias en las uniones de las capas de InAlAs intermedias con mayor banda prohibida. Por lo tanto, la interacción de los fotoportadores con el campo eléctrico se ve reducida y en el receptor el flujo de portadores es entorpecido por el diseño multicapa.

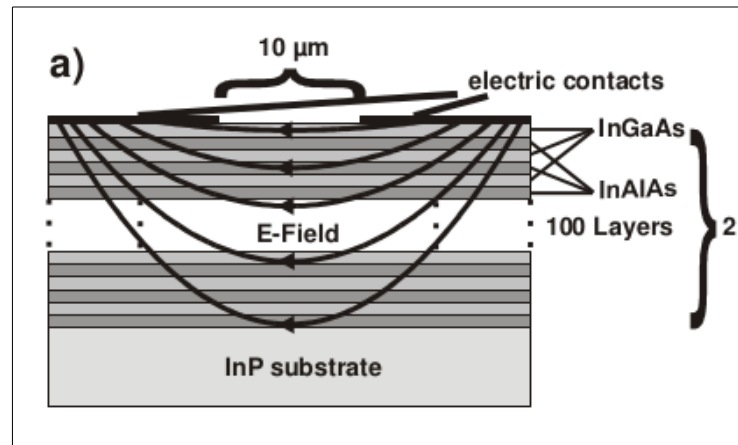


Fig. 15: Estructura planar, se puede observar la propagación del campo.

Una opción para resolver el problema es aplicar una estructura tipo mesa con contactos eléctricos laterales, como se puede ver en la Fig. 16[18]. De esta manera el campo eléctrico se aplica directamente incluso a las capas más profundas, y la corriente en el detector no necesita atravesar barreras de heteroestructuras. Otra de las ventajas viene dada por el hecho de que el material fotoconductor puede ser retirado allí donde este contribuye a la corriente oscura, pero dejándolo en los lugares donde contribuye a la creación de la fotocorriente, Fig. 17[18]. Esto se debe a que, el punto iluminado y por tanto, la anchura de la zona donde se va a crear fotocorriente, está en el rango de los 10 μm y la corriente oscura se extenderá por una zona que tendrá una longitud de entorno a los 3 mm en los striplines de las antenas. Por tanto, el área exterior al punto de iluminación óptica contribuirá alrededor de unas 300 veces más a la corriente oscura que al área iluminada en sí.

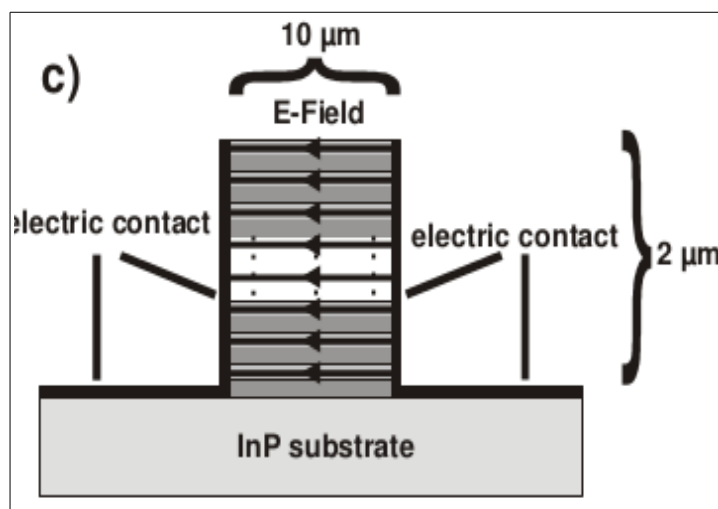


Fig. 16: Estructura tipo mesa, se puede observar la correcta distribución del campo eléctrico, que abarca incluso las capas más profundas.

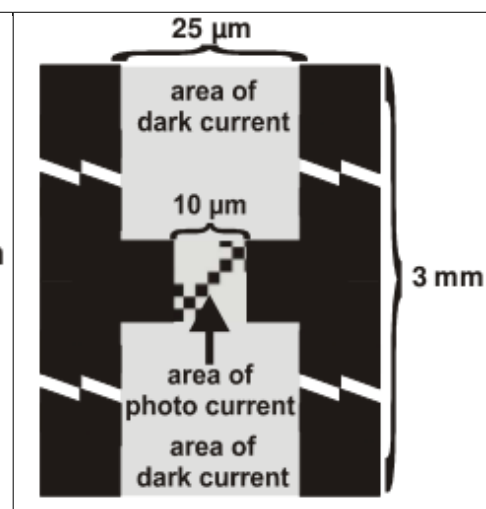


Fig. 17: Vista cenital estructura tipo planar

Como el sustrato de InP tiene una resistividad mucho más alta que la de las capas fotoconductoras, la corriente oscura total se puede reducir bastante si quitamos el material fotoconductor fuera de lo que normalmente era el área de iluminación, o poniendo unas tiras aislantes entre los contactos eléctricos y las partes de la capa que no contribuyen a la fotoconnductividad, como se puede ver en la Fig. 18[18].

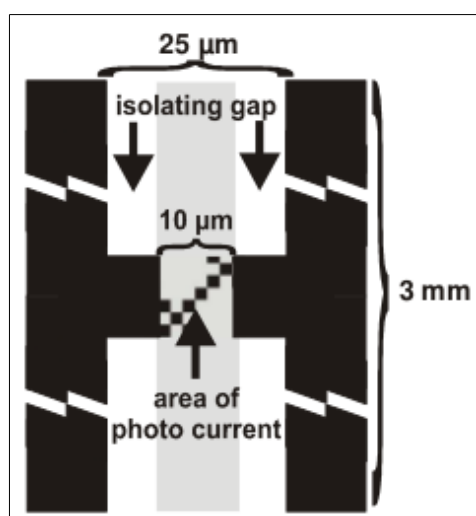


Fig. 18: Vista cenital de estructura tipo mesa.

Uno de los desafíos en la construcción de la estructura de tipo mesa viene dado por el hecho de que en el proceso de grabado de las capas encontramos múltiples capas de espesor muy fino. También por la necesidad de que haya unas paredes en las capas verticales para que haya buen contacto eléctrico. La clave aquí está en un proceso de crecimiento extremadamente lento de las capas fotoconductoras de InAlAs. La mejor manera de llevar a cabo este proceso tan delicado fue descrita por H. Roehle en [18]; se puede usar un haz de iones de crecimiento químicamente asistido en Cl_2 , este proceso se denomina CAIBE.

En la Fig. 19-a, podemos ver como el material se expone a un haz de Ar^{+} y además a una corriente áltamente reactiva de gas Cl_2 . El crecimiento químico de InAlAs se acelera y ajustando la temperatura del sustrato, la energía e intensidad del haz Ar^{+} y el caudal del flujo de gas Cl_2 , las tasas de crecimiento para InGaAs y InAlAs se equilibran. Una vez esto está optimizado los flancos se quedan con una superficie de buena calidad, como se puede ver en la Fig. 19-b.

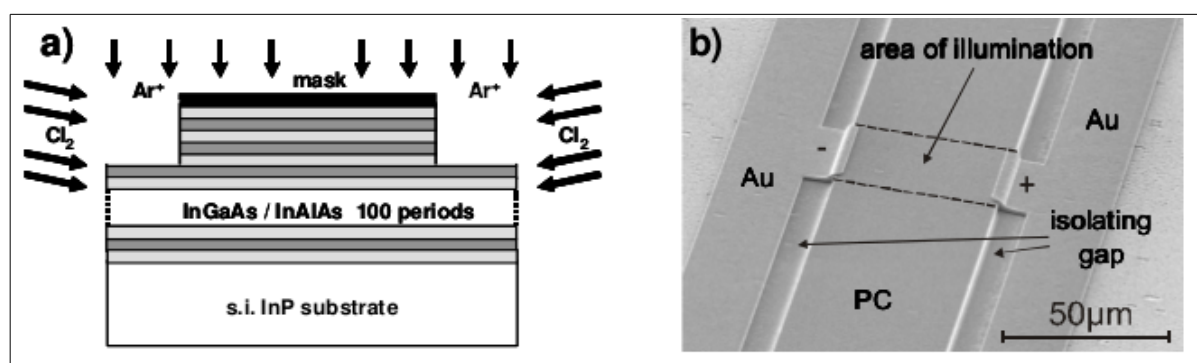


Fig. 19: a-Esquema del proceso de crecimiento CAIBE. b-Foto de una antena con la estructura tipo mesa[18].

Como se puede ver en la Fig. 19-b, se añade Au por pulverización catódica para formar la estructura final de la antena, y también se puede observar como las tiras de material aislante separan el metal del fotoconductor, lo que sirve para minimizar la corriente oscura.

2.3.2 Comportamiento de la mejora

Las antenas PCA TERA15-FC usadas en el sistema de espectroscopia hacen uso de la estructura de crecimiento expuesta en el apartado anterior, dada la importancia en la mejora del comportamiento de estas antenas se va a proceder, en el presente apartado, a exponer las mejoras de comportamiento que dicho proceso de crecimiento ha causado.

Los datos relativos al aumento del rendimiento se estudian sobre la antena detectora, estas antenas son de tipo dipolo y tienen un hueco entre electrodos de 10 μm y una longitud de antena de 25 μm , características iguales a las de la antena usada en el montaje, TERA15.

Podemos observar que con la antigua estructura de tipo plana la fotocorriente relativa a la corriente oscura a penas se incrementa, Fig. 20-a. Sin embargo, si nos fijamos en el factor de mejora de la fotocorriente respecto a la corriente oscura, este será 5 veces más mayor, Fig. 20-b. La reducción de la corriente oscura se obtiene gracias a que nos hemos desecho de las corrientes parasíticas que se producían en el exterior el hueco fotoconductor. Podemos ver la comparativa de corrientes oscuras en ambos métodos en la Fig. 20-c. Finalmente, la diferencia entre la corriente que se produce con y sin iluminación, la fotocorriente efectiva, se compara para ambos métodos en la Fig. 20-d.

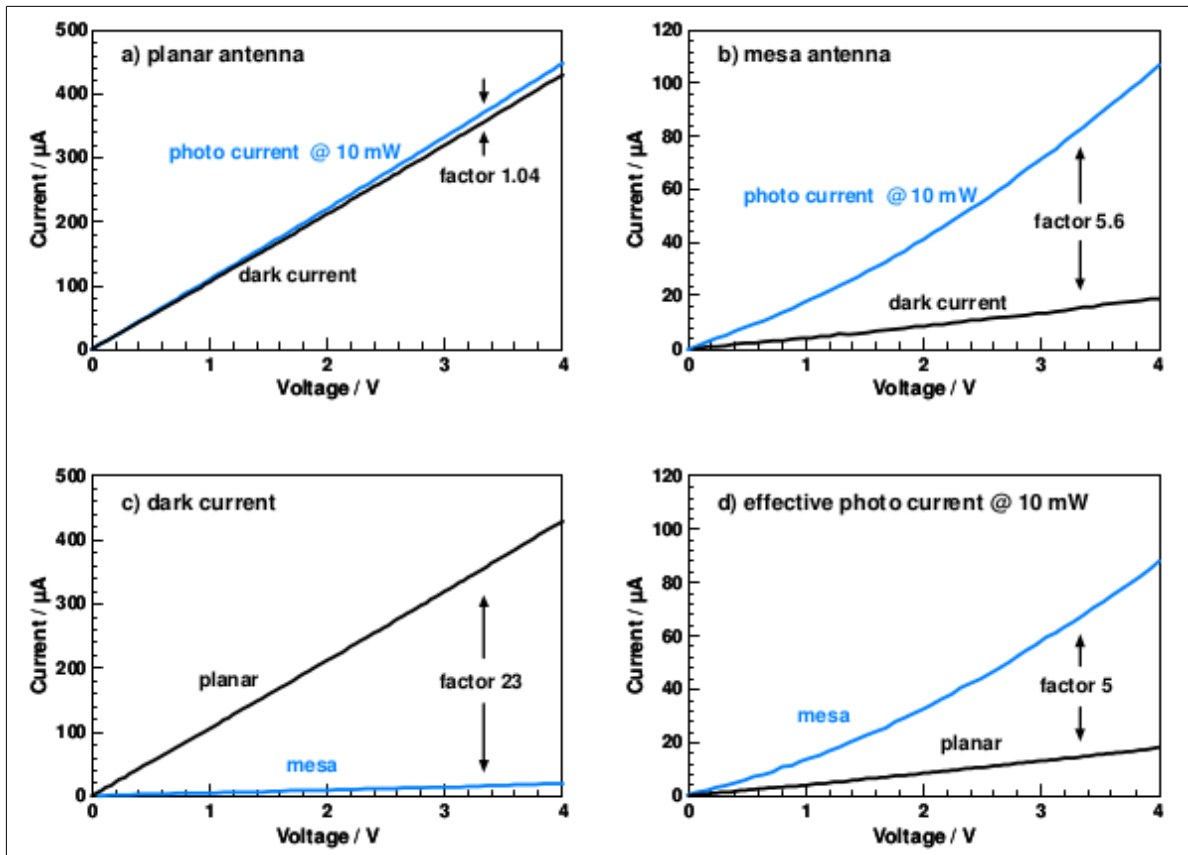


Fig. 20: Comparación de antenas de estructura plana y mesa[18]: a-Diferencia entre corrientes para estructura plana. b-Diferencia entre corrientes para estructura mesa. c- Diferencia del nivel de la corriente oscura entre tipos. d- Diferencia de fotocorriente efectiva entre ambos métodos.

En resumen, la fotocorriente y la corriente oscura aumentan cinco veces gracias a los contactos laterales en la estructura mesa, las corrientes oscuras parasíticas se reducen 120 veces gracias a que se ha quitado el material que sólo contribuía a estas corrientes. Al final la corriente oscura se reduce 23 veces gracias a los dos efectos juntos.

Para estudiar la mejora en la potencia de salida del haz de THz se usa la antena transmisora de Menlo Systems en [18]. Esta antena, que es la misma a usar en el sistema de espectroscopia del montaje se excita con pulsos de 100 fs con una repetición entre ellos de unos 100 MHz. El estudio en [18] muestra que en general, la potencia de THz de salida se incrementa en torno a un factor 5-6.5, dependiendo de la potencia de excitación óptica y la tensión de polarización que se aplique. Como se puede apreciar en la Fig. 21, la estructura tipo mesa comparada con la tipo plana entrega 5 veces más potencia de THz en la salida trabajando con parámetros similares. Podemos ver en la Fig. 21-b como se produce un

comportamiento sub-lineal a partir de los 20 mW. Este comportamiento puede ser atribuido a los efectos de la saturación y el apantallamiento, que serán descritos en la siguiente sección cuando se presente el modelado analítico de Jepsen[19].

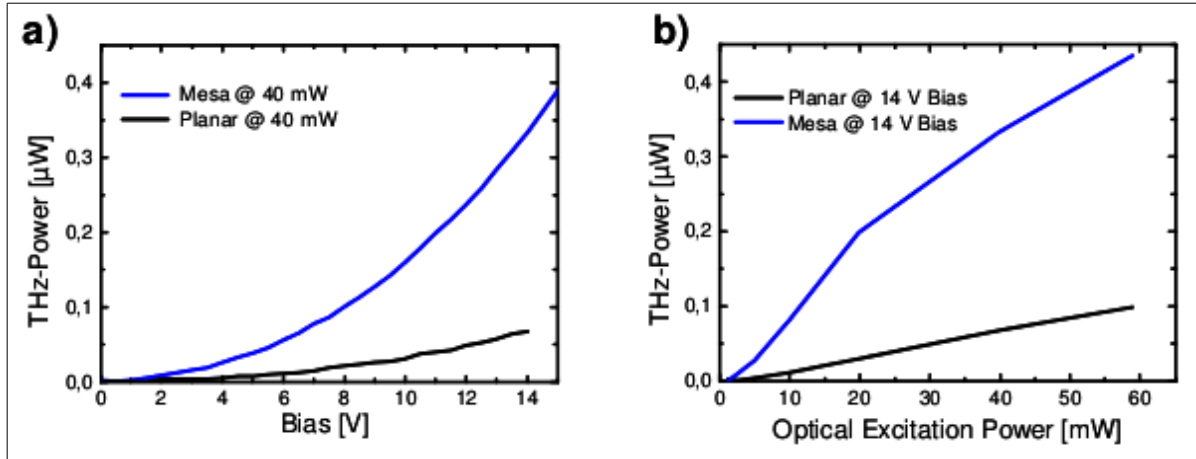


Fig. 21: Potencia de salida en THz dependiendo de, a-Tensión de polarización y b-Potencia óptica[18].

Gracias a estas mejoras en el comportamiento introducidas por las modificaciones que se derivan del nuevo proceso de crecimiento de la estructura tipo mesa, el rendimiento que se va a obtener en el sistema de espectroscopia THz-TDS va a permitirnos mejorar las mediciones. Utilizando estructuras tipo mesa tanto en el emisor como en el receptor, vemos que en el estudio de [18] se consiguen mejoras en la amplitud de la señal del orden de 27.5 veces. De modo que se mejora el factor señal a ruido, la medición de señales más débiles se hace posible y por esto, en el espectro se puede llegar hasta sobrepasar los 4 THz, por lo que se produce un avance considerable y digno de mención, que va a permitir un mayor rango de aplicaciones y medidas más precisas en el sistema de THz-TDS.

2.4 Uso de antenas con conectores de fibra óptica

En el sistema de THz-TDS utilizado, las antenas TERA15 se usan *pigtails* de fibra, lo que permite obtener algunas ventajas que se van a presentar a continuación.

Como los sistemas de espectroscopia se han vuelto más deseados en ambientes menos

controlados, como al aire libre o en montajes de sistemas que necesitan un fácil montaje y desmontaje. De modo que esto exigirá un sistema de espectroscopia compacto y ligero. El sistema *pigtail* de fibra mostrado en la Fig 22-a es una de las soluciones[20]. Este sistema es el que se usa en nuestro montaje y consiste en un módulo compuesto por un chip de InGaAs de antena integrada de forma espiral, un submódulo conductor de calor, una lente de silicio de alta resistividad hiper-hemiesférica, un ensamblado de fibra de modo único con una lente aesférica de vidrio, un pequeño cable coaxial y módulo de carcasa.

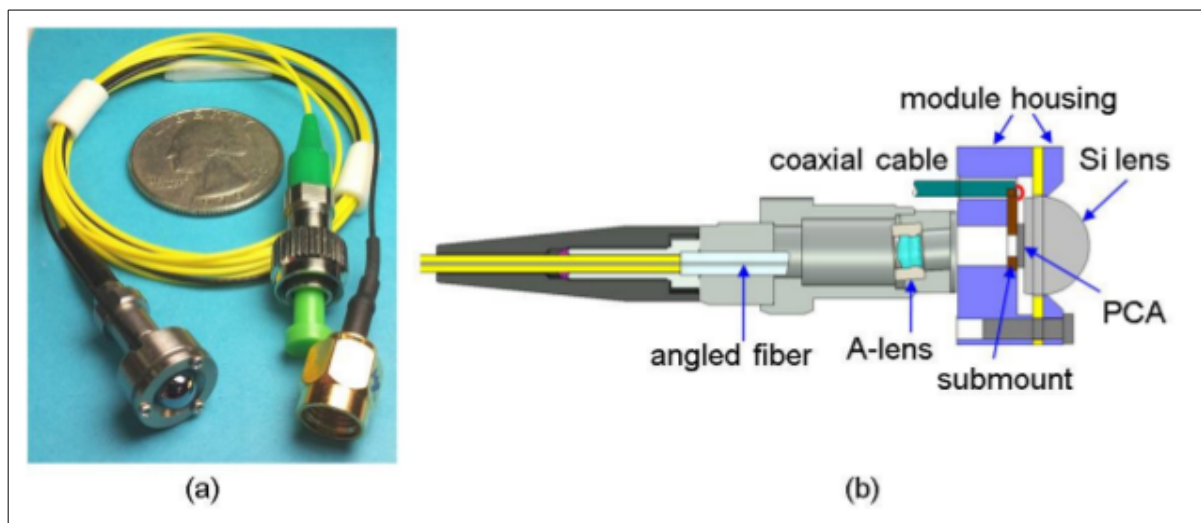


Fig. 22[20]: a-Módulo *pigtail* de fibra en PCA de InGaAs. b-Vista en sección del módulo FPP.

El módulo es muy pequeño e incluye una submontura conductora de calor diseñada especialmente para que disipe el calor y refrigere el área fotoconductiva del chip, como se ve en la Fig. 22-b. Se necesita disipar el calor generado en esta área, de lo contrario, el exceso de calor puede ser un factor que degrade el rendimiento de la antena fotoconductiva. También se puede observar en la Fig. 22-b como la lente se ha inclinado 4 grados hacia el chip PCA, esto se hace para reducir las pérdidas de retorno a menos de -40 dB.

Según los estudios experimentales en [20] la disipación de calor sin usar sistemas activos de refrigeración mejora entre un 40%-85% comparado con un montaje de PCA normal.

3 Modelos analíticos para espectroscopia

THz-TDS

En este apartado se van a presentar dos modelos analíticos y de optimización para aplicaciones con un sistema de THz-TDS usando fotoconductores como antenas. En primer lugar se explicará el modelo propuesto por Duvillaret [21] y luego el propuesto por Jepsen [19], para después poder hacer una comparación entre los dos y ver qué resulta más determinante para un modelo u otro.

3.1 Modelo analítico de Duvillaret

En Duvillaret[21] se obtiene un modelo analítico simple derivado de las ecuaciones clásicas de transporte de cargas y las ecuaciones de radiación del dipolo, usando antenas fotoconductoras como las explicadas en el apartado anterior. La validez de este modelo se verifica con datos recogidos en experimentos, que coinciden con lo previsto en la simulación del modelo analítico. Los parámetros principales de los que depende la expresión son: el tiempo de vida de los portadores del material semiconductor de las antenas, y la duración del pulso láser. En el estudio [21] se optimizan estos parámetros para conseguir el margen dinámico de medidas más amplio posible.

La densidad de fotocorriente en el emisor se corresponde con la convolución temporal de la excitación óptica del pulso y la respuesta del impulso de corriente de la antena fotoconductor, tal que:

$$j_{em}(t) = P_{opt}(t) * [n_{em}(t) q v_{em}(t)] \quad , \quad (14)$$

donde P_{opt} es la potencia óptica, n_{em} es la densidad de carga y v_{em} la velocidad de los portadores, todos ellos en el emisor, denotados por el sufijo “em”. La parte $n_{em}(t) q v_{em}(t)$ representa la respuesta del impulso de la antena fotoconductor. Supone que la duración del pulso láser es la misma, tanto en el emisor como en el receptor. Además la dispersión de los portadores libres en ambos extremos del sistema va a considerarse siguiendo una función decreciente exponencial.

La dinámica de los portadores libres fotogenerados se describe por el modelo clásico de Drude. Según este modelo, la velocidad media de los portadores libres sigue la ecuación diferencial:

$$\frac{dv(t)}{dt} = -\frac{v(t)}{\delta\tau} + \frac{q}{m} E(t) \quad , \quad (15)$$

donde $\delta\tau$ es el tiempo de colisión y m es la masa efectiva de los portadores, en nuestro caso la masa efectiva del material semiconductor de InGaAs/InAlAs.

El modelo supone que la antena se ilumina uniformemente y el punto de polarización E_{dc} es constante sobre toda el área iluminada. También se obvia cualquier saturación o no-linealidad de la respuesta de la antena fotoconductive, así como los efectos de apantallamiento.

Al aplicar una tensión continua E_{dc} en una antena emisora se obtiene de las ecuaciones (14) y (15) la expresión para la densidad de fotocorriente en el emisor que será:

$$j_{em}(t) = \left(\exp\left(\frac{\tau_{las}^2}{4\tau_{em}^2} - \frac{t}{\tau_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_{las}}{2\tau_{em}} - \frac{t}{\tau_{las}}\right) - \left(\exp\left(\frac{\tau_{las}^2}{4\tau_{em}^2} - \frac{t}{\tau_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_{las}}{2\tau_{em}} - \frac{t}{\tau_{las}}\right) \right) \frac{P_{em} E_{dc} \delta\tau_{em}}{m_{em}} \right) \quad (16)$$

donde $\tau_{las} = \tau/2\sqrt{\ln 2}$ y $1/\tau_{em} = 1/\tau_{em} + 1/\delta\tau_{em}$, siendo τ_{em} el tiempo de recombinación de los portadores libres y P_{em} la potencia láser de incidencia media. Se consideran como fotoportadores tan sólo a los electrones.

El modelo contempla una antena emisora de tipo dipolo clásico, y la detección de la radiación se hará en el rango del campo lejano. Por tanto, el campo eléctrico radiado será directamente proporcional a la primera derivada de la fotocorriente que atraviesa el hueco de la antena emisora, tal que se puede describir como:

$$E_{THz}(t) = \frac{dj_{em}(t)}{dt} \quad , \quad (17)$$

Se obvia también la dispersión debida al sistema óptico que enfoca el haz de THz. En la Fig. 23 la representación de la densidad de corriente en el emisor y el haz de THz radiado en el campo lejano. Se ve como la fotocorriente tiene una cola decreciente más larga, debido al tiempo de vida de los portadores, y que el haz THz tiene un comportamiento característico dipolar.

El espectro de los pulsos THz vendrá dado por la transformada de Fourier de (4):

$$E_{THz}(t) = \frac{P_{em} E_{DC} \delta \tau_{em} f(\tau_{em} - \tilde{\tau}_{em} \exp(-(\pi f \tilde{\tau}_{las})^2))}{m_{em}(1 - 2i\pi f \tau_{em})(1 - 2i\pi f \tilde{\tau}_{em})} \quad (18)$$

El espectro lo podemos observar a continuación en la Fig. 24.

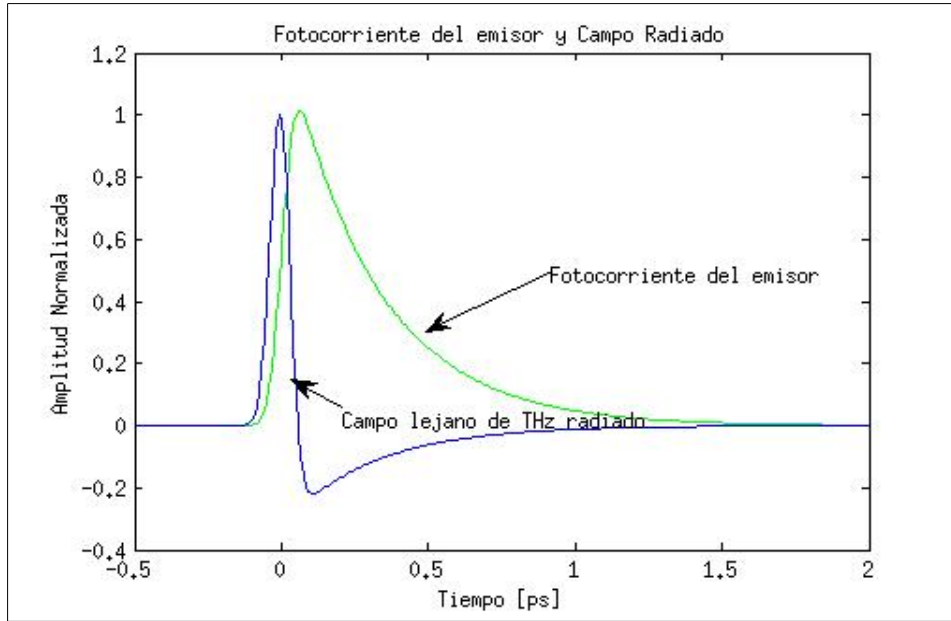


Fig. 23: Fotocorriente en el emisor y amplitud del campo radiado respecto el tiempo.

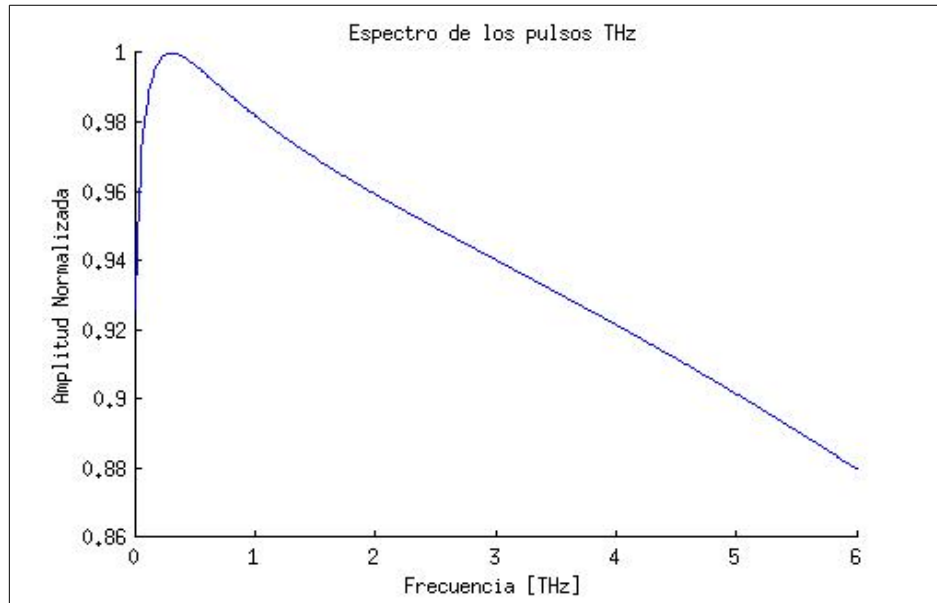


Fig. 24: Espectro frecuencial de la fotocorriente mostrada en la Fig. 23.

Si ahora consideramos la generación de la fotocorriente en la antena receptora nos encontramos con que este proceso es muy similar a lo que ocurre en la antena emisora, con la diferencia de que el campo polarización es el campo de THz incidente que va a ser detectado. Esta densidad de fotocorriente en el receptor va a venir dada por la convolución del pulso óptico que activa el receptor y la respuesta del impulso del receptor, tal que:

$$j_{rec}(t; \Delta t) = P_{opt}(t) * j_{rec}^D(t; \Delta t) , \quad (19)$$

donde Δt es el retardo temporal entre el haz de THz y el pulso óptico en el receptor, y

$j_{rec}^D(t; \Delta t)$ es la respuesta al impulso de la antena fotoconductiva a una excitación óptica

Dirac, que viene dada por:

$$j_{rec}^D(t; \Delta t) = n_{rec}(t) q v_{rec}(t; \Delta t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau_{rec}}\right) q v_{rec}(t; \Delta t) , \quad (20)$$

Se considera como condición inicial que $v_{rec}(t; \Delta t) = 0$ y además que el flujo de corriente medio medido entre los electrodos corresponde con la señal de la antena receptora. Por tanto, después de desarrollar las anteriores relaciones e integrar, la expresión del modelo para la fotocorriente medida en el detector, viene dada por:

$$\begin{aligned} \overline{j_{rec}}(\Delta t) = & \frac{P_{em} P_{rec} E_{DC} \delta \tau_{em} \tau_{rec} \tilde{\tau}_{rec}}{m_{em} m_{rec} (\tau_{em} + \tau_{rec}) (\tilde{\tau}_{em} + \tau_{rec})} \left((\tau_{em} + \tau_{rec}) \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2}{2 \tilde{\tau}_{em}^2} - \frac{\Delta t}{\tau_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 - \Delta t \tau_{em}}{\sqrt{(2)} \tilde{\tau}_{em} \tilde{\tau}_{las}}\right) \right. \\ & \left. + (\tau_{em} - \tilde{\tau}_{em}) \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2}{2 \tau_{rec}^2} + \frac{\Delta t}{\tau_{rec}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 + \Delta t \tau_{rec}}{\sqrt{(2)} \tau_{rec} \tilde{\tau}_{las}}\right) - (\tau_{rec} + \tilde{\tau}_{em}) \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2}{2 \tau_{rec}^2} - \frac{\Delta t}{\tau_{rec}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 + \Delta t \tau_{em}}{\sqrt{(2)} \tau_{em} \tilde{\tau}_{las}}\right) \right) \end{aligned} \quad (21),$$

donde $1/\tau_{rec} = 1/\tau_{rec} + 1/\delta \tau_{rec}$.

El espectro de la fotocorriente que se mide en el detector se obtiene con la transformada de Fourier de (21), que se queda en una expresión fácil:

$$\overline{j_{rec}}(f) = \frac{P_{em} P_{rec} E_{DC} \tau_{em} \tau_{rec} \tilde{\tau}_{em} \tilde{\tau}_{rec}}{m_{em} m_{rec}} \frac{f \exp(-2(\pi f \tilde{\tau}_{las})^2)}{(1 - 2i\pi f \tau_{rec})(1 + 2i\pi f \tau_{rec})(1 - 2\pi f \tilde{\tau}_{em})} , \quad (22)$$

En las Fig. 25 y Fig. 26 se pueden observar los perfiles temporales y frecuenciales de la fotocorriente medida en el detector. Debido al transporte de cargas en el detector, la corriente se suaviza respecto el campo de THz incidente. Por tanto, su pico de frecuencia se mueve hacia valores más bajos y su amplitud en altas frecuencias es mucho menor que el del campo de THz incidente.

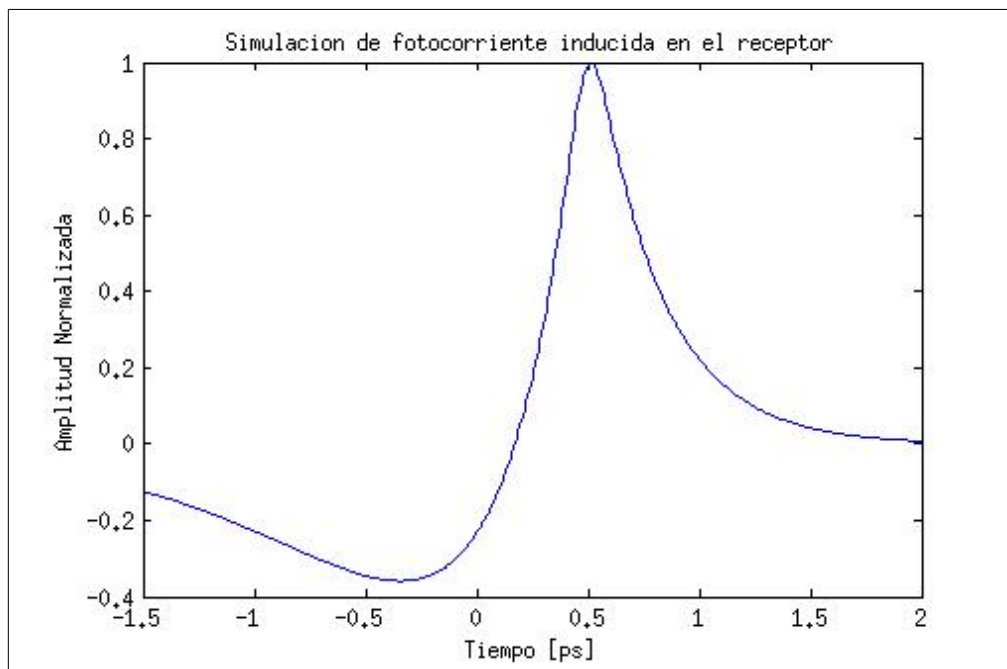


Fig. 25: Fotocorriente inducida en el detector

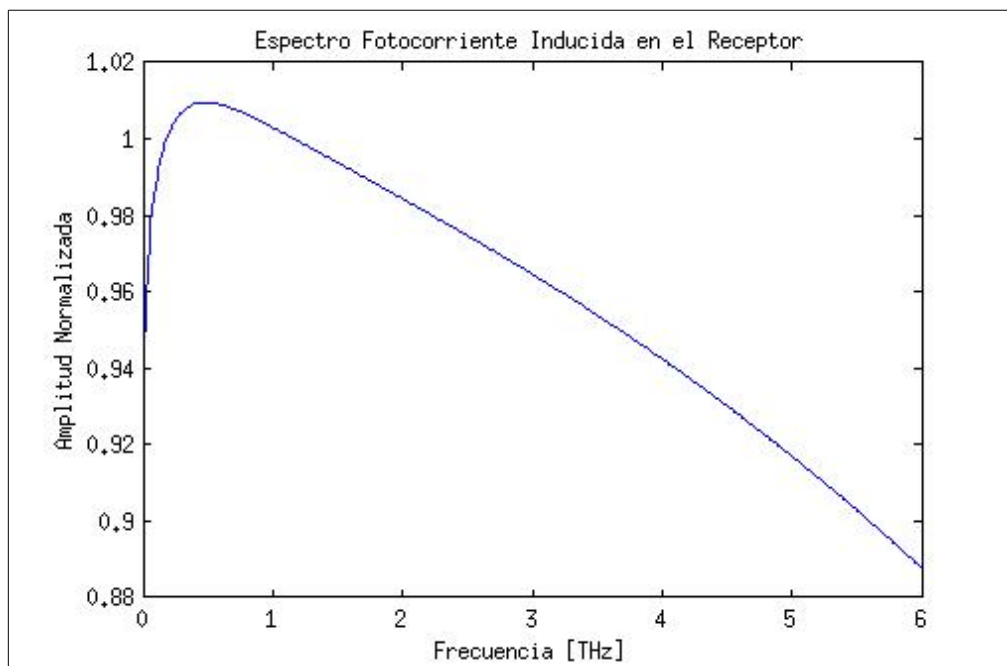


Fig. 26: Espectro de la corriente detectada.

La frecuencia del valor de pico de corriente viene dada por el máximo de la suma de las cinco funciones que están involucradas en la ecuación (9). Por tanto, todos los parámetros temporales (duración del pulso láser, tiempo de vida de portadores y tiempo de colisión en el emisor) deberían ser tan cortos como fuera posible para alcanzar el pico de la señal en la frecuencia más alta posible. En altas frecuencias, la señal está limitada por la duración del pulso láser ya que la función Gausiana decrece con la frecuencia mucho más rápido que la raíz cuadrada que las funciones de Lorentz. Por lo tanto, si lo que se quiere es alcanzar mayores rangos de frecuencia de estudio, lo que se deberá hacer será reducir la duración del pulso láser para aumentar la amplitud relativa de la señal en las frecuencias altas.

3.2 Modelo analítico de Jepsen

El modelo analítico para la generación y detección de pulsos de THz basado en antenas fotoconductoras [19] está basado en la teoría de Drude de transporte de cargas para modelar los detalles de estos haces de THz. Se incluye la dinámica del campo de polarización bajo la influencia del campo espacio-carga de los portadores acelerados. Y también se considera en detalle el sistema óptico que se usa para conducir los pulsos desde el emisor hasta el detector del sistema.

En este modelo se estudia la dinámica del campo espacio-carga en el emisor de THz. El campo local es la suma del campo de polarización aplicado y del campo espacio-carga de los portadores que se separan. De los experimentos llevados a cabo en [19] se obtiene que con altas densidades de portadores el campo de polarización se apantalla en una escala de tiempo que es comparable con la duración del pulso de THz. Por tanto, según esto, para poder modelar la generación de pulsos de THz, se debe incluir la influencia del efecto de apantallamiento en el estudio de dicho modelo.

Para modelar el transporte de cargas se usa un modelo de Drude unidimensional, la diferencia de este modelado con otros es que incluye explícitamente la inclusión del apantallamiento dinámico en el modelo Drude-Lorentz. La densidad de la corriente está relacionada con la velocidad de los portadores libres en la antena como:

$$j = -en_f v \quad , \quad (23)$$

donde n_f es la densidad de portadores libres y v es la velocidad media de los portadores. Se obvia la contribución de los agujeros a la corriente. Se describe la generación de portadores libres por el pulso láser como:

$$\frac{dn_f}{dt} = \frac{-n_f}{\tau_c} + G(t) \quad , \quad (24)$$

donde τ_c es el tiempo de vida de los portadores y $G(t)$ es la generación de portadores libres. La dependencia temporal de la velocidad media se da mediante Drude-Lorentz como:

$$\frac{dv(t)}{dt} = \frac{-v}{\tau_s} + \frac{e}{m_{ef}} E_{mol} \quad , \quad (25)$$

donde m_{ef} es la masa efectiva, τ_s es el tiempo de relajación y E_{mol} el campo eléctrico en la posición de los portadores que viene dado por:

$$E_{mol} = E_{bias} - \frac{P_{sc}}{\eta \epsilon} \quad , \quad (26)$$

donde P_{sc} es la polarización espacio-carga y η es un factor igual a 3 para material dieléctrico isotrópico. La polarización espacio-carga es dependiente con el tiempo tal que:

$$\frac{dP_{sc}}{dt} = \frac{-P_{sc}}{\tau_R} + j(t) = \frac{-P_{sc}}{\tau_r} + n_f e v \quad , \quad (27)$$

donde τ_r es el tiempo de vida de recombinación. Si insertamos (26) en (25) y cogemos la segunda derivada, se usa (27) para definir una ecuación diferencial de segundo orden de la que sacar la velocidad de los portadores, tal que:

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \frac{1}{\tau_s} \frac{dv}{dt} + \frac{\omega_p^2 v}{\eta} = \frac{e P_{sc}}{m_{ef} \eta \epsilon \tau_r} \quad , \quad (28)$$

donde ω_p^2 es la frecuencia de plasma. Por tanto, al resolverse las ecuaciones acopladas (127) y (28) junto con las ecuaciones (23) y (24), se tiene toda la información sobre el pulso de THz radiado y la dinámica del campo local.

El modelo asume un tiempo de dispersión de 30 fs y un tiempo de vida de los portadores de 20 ps. A parte del modelado previamente expuesto, este modelo analítico para espectrómetros THz-TDS tiene en cuenta y estudia el patrón de radiación del emisor y cómo distintos parámetros de la óptica del emisor van a definir su patrón, así como los efectos que estos cambios van a tener en el resultado final del montaje.

También estudia la óptica del montaje que el pulso de THz atraviesa desde que se genera hasta que se detecta en el receptor. Además se analiza como las distancias entre las lentes y las antenas fotoconductoras afectarán al resultado final, también cómo variando el tamaño del material fotoconductor se pueden alterar los resultados y mejorarlos dependiendo de las necesidades de la aplicación en la que se va a utilizar. Por otro lado también estudia como la variación del tamaño del punto láser que ilumina influye en la fuerza del campo generado y cómo esto afecta a la necesidad de tener un detector de área mayor o menor. Estos procedimientos, aunque interesantes, van a obviarse en el modelo analítico a desarrollar, por simplicidad.

El modelado de la respuesta del detector debería ser capaz de recuperar la forma de onda de la manera más fiel posible, pero hay varios factores que lo afectan y que terminarán redibujando la señal, limitándola en ancho de banda y en sensibilidad del detector. En el modelado analítico de Jepsen se tienen en cuenta para modelar la parte de detección la geometría del detector, ya que afectará a la sensibilidad del detector. Aunque la dinámica de portadores también debe ser tenida en cuenta. Primero se consideran los efectos de la interacción entre el tamaño del punto del haz de THz y el tamaño del detector. La señal del detector es la corriente consumida por el campo de THz y esta función la llaman función de respuesta geométrica (GRF).

El área del detector se puede definir como dos resistencias en serie, una formada por dos electrodos metálicos de longitud L_M y resistividad ρ_M y la otra la formada por el hueco fotoconductor de longitud L_S y resistividad ρ_S . Por tanto, la resistencia total del detector sería:

$$R = \frac{\rho_M L_M + \rho_S L_S}{td} \approx \frac{\rho_S L_S}{td}, \quad (29)$$

donde d es la anchura del detector y t es el grosor de la capa de semiconductor que cubre el área de detección. La resistividad dependerá de la densidad de los portadores fotogenerados, que se definen para una iluminación homogénea con P_{laser} como:

$$\rho_s = \frac{L_s d}{\xi P_{laser}}, \quad (30)$$

Siendo que la respuesta del material fotoconductor es lineal respecto a la potencia láser (sin efector de saturación).

El campo medio \bar{E} a través del detector, da lugar a una diferencia de potencial

$U = \bar{E}(L_M + L_S)$, de modo que la intensidad media será:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\bar{E}(L_M + L_S)}{L_s^2} t d \xi P_{laser}, \quad (31)$$

La fuerza máxima del campo eléctrico, E_0 , se puede expresar en términos de la potencia total en el haz de THz, resultando:

$$E_0 = \frac{2}{w_1} = \sqrt{\left(\frac{P_{THz}}{\pi c \epsilon_0}\right)}, \quad (32)$$

Si insertamos la expresión (32) junto con la expresión que resulta del análisis de la óptica del sistema (no presentada en este documento) y las sustituimos en la expresión (31) obtendremos la expresión de la intensidad en función de la frecuencia, $I(\nu)$:

$$I(\nu) = \xi P_{laser} \sqrt{\left(\frac{c P_{THz}}{\pi \epsilon_0}\right)} \frac{2 R_L t}{L_s^2 d w_0 (n-1)} \frac{1}{\nu} \times \text{erf}\left(\frac{L}{2} \frac{(n-1) \pi w_0 \nu}{c R_L}\right) \text{erf}\left(\frac{d}{2} \frac{(n-1) \pi w_0 \nu}{c R_L}\right) \quad (33)$$

3.3 Comparativa paramétrica de los modelos

Cada uno de los modelos analíticos expuestos está centrado en la relevancia de ciertos parámetros y cómo estos afectan al rendimiento final del sistema de espectroscopia THz-TDS.

Por un lado tenemos el modelado analítico de Duvillaret. La resolución de la

modelización es relativamente sencilla y menos compleja matemáticamente. Obvia muchos parámetros de elementos presentes en el sistema como la influencia de la óptica y fenómenos como el apantallamiento. En la parte de experimentación para comprobar el correcto funcionamiento del modelo de Duvillaret se sacaron algunas conclusiones que dejaban entre ver qué parámetros son los más determinantes para este caso:

La señal de THz se ensancha hacia altas frecuencias cuando la duración del láser se acorta, mientras tanto, la parte de bajas frecuencias de la señal permanece inalterada. Por otro lado, si se incrementa el tiempo de vida de los portadores en el emisor, se realza la señal de THz en la parte de frecuencias bajas del espectro, así como en la potencia THz total en todo el espectro. Con el aumento del tiempo de colisión de los portadores en el emisor, la amplitud de la señal de THz también se mejora en la parte de bajas frecuencias del espectro. Sin embargo, el valor de pico de la señal de THz que es desplazado hacia bajas frecuencias no es más fuerte.

De la formulación del modelado se extrae que no se pueden intercambiar los valores de los tiempos de recombinación de los portadores libres entre el emisor y el receptor τ_{rec} y τ_{em} , entendiéndose que la señal detectada es ligeramente más sensible al rendimiento en el emisor, y por tanto, será preferible usar un semiconductor más rápido para la antena emisora. Además los tiempos de colisión en el emisor y receptor juegan un papel totalmente distinto. El tiempo de colisión en el receptor no va a tener incidencia sobre la forma del espectro de la señal de THz, pero esto si va a modificar la forma de la señal en el emisor.

Por otro lado, el rango dinámico es importante cuando tenemos que usar el sistema para aplicaciones de caracterización de materiales, ya que la posibilidad de caracterización de materiales altamente absorbentes estará restringida por este rango dinámico. Con esta modelización del sistema, resulta visible que el ruido total que va a limitar el rango va a estar regido fuertemente por la potencia láser que excita el emisor y también, aunque en menor medida, por el ruido blanco en el receptor, que va a ser casi independiente del tiempo de vida de los portadores.

Los resultados muestran que la frecuencia que corresponde con el margen dinámico más grande depende fuertemente del tiempo de vida de los portadores. Para tiempos de vida

de portadores libres grandes, el rango dinámico es muy grande en frecuencias bajas, pero decrece fuertemente cuando subimos en frecuencia. Para tiempos de vida de portador más pequeños, el rango dinámico es pequeño en bajas frecuencias, y sin embargo, es más grande en frecuencias más altas. Por tanto, parece obvio que dada una duración del pulso láser, el tiempo de vida de los portadores debe ser adaptado dependiendo del rango de frecuencia que la aplicación va a requerir. Si la duración del láser no está fija, tenemos la posibilidad de acortarla, esto llevará a una mejora inmediata del rango dinámico en altas frecuencias. Por tanto, para un semiconductor dado, los mejores resultados se obtienen acortando la duración del pulso láser.

Resumiendo, la dinámica de las medidas va a depender de la duración del pulso láser y del tiempo de vida de los portadores en el material semiconductor de las antenas. El material semiconductor deberá elegirse dependiendo del rango de frecuencias con el que se va a trabajar, aunque si se puede elegir, siempre será mejor usar un pulso láser lo más pequeño posible. Al final, el parámetro más relevante es la duración del pulso láser. Cuanto más pequeño sea, más rango dinámico obtendremos en altas frecuencias y, por tanto, tendremos más espectro en el que poder analizar distintos materiales.

Si nos centramos en discutir qué parámetros son más relevantes en la modelización dada por el modelo de Jepsen [19], tenemos que tener en cuenta que este modelo analítico es más complejo y exhaustivo que el de Duvillaret[21]. La modelización matemática resulta más compleja ya que se considera la influencia de toda la parte óptica del sistema (con todos los parámetros que esto conlleva) y el efecto del screening lo que hace que la ecuación sea de segundo orden y no tenga solución analítica, así como también los efectos de la frecuencia de plasma y del campo local.

Algunos de los parámetros que se tienen en cuenta y están incluidos en el modelo, pertenecientes a la parte óptica del sistema son; el radio de la lente que se usa para focalizar el pulso de THz en el emisor, la elección del material para tener un determinado índice de refracción en la lente o la distancia desde el foco hasta la punta de la lente. También se varían los parámetros de distancia entre el detector y el emisor para hacer variar los parámetros de

radiación y el tamaño de la superficie fotoconductora del detector. La geometría del detector influirá este modelo, la velocidad y sensibilidad del detector, básicamente por el tamaño del área fotodetectora, dependiendo de la distancia entre los electrodos y la longitud de estos. Los resultados experimentales y simulados demuestran que los resultados tienen un grado de coincidencia muy alto. Se puede ver como el ancho de banda va a estar limitado básicamente por el tamaño de la antena detectora y las pérdidas en el dieléctrico del sustrato semiconductor.

Si se hace el hueco detector más pequeño y se eliminan las pérdidas del sustrato, el ancho de banda aumenta. Si se aumenta el tiempo de dispersión hay un cambio en la forma del pulso y el espectro, para una densidad de portadores moderada el pulso se ensancha y el espectro se mueve hacia bajas frecuencias. Por otra parte, cuando el tiempo de dispersión es mayor que la duración del pulso láser, el pulso THz radiado va a estar definido por la oscilación plasmática.

Resumiendo, el emisor de THz se describe como oscilación plasmática del plasma electrón-hueco que se inyecta. Con altas concentraciones de portadores las características de la oscilación plasmática se enmascaran con el tiempo de dispersión muy pequeño. Como la energía almacenada en el emisor es muy pequeña, el campo de polarización local se apantalla rápidamente por los portadores y hace que ésta dinámica de campo local sea relevante en formar la forma del pulso. Finalmente, la óptica que se usa para proyectar la radiación THz desde el emisor hasta el detector y el tamaño del detector en sí mismo son los principales parámetros que van a limitar el ancho de banda del montaje.

4 Modelado para PCA's de 1550 nm

En este apartado se va a analizar el comportamiento de los modelados de Duvillaret y Jepsen (desarrollados para sistemas de 800 nm), comparándolos a un sistema de espectroscopia THz-TDS de 1550 nm. Se estimarán los parámetros que no conocemos en las antenas PCA de 1550 nm del montaje aproximándolos con las trazas obtenidas en el montaje y se explicarán la incidencia en los cambios que puedan tener estos parámetros en el comportamiento del sistema de espectroscopia. También se explicarán los errores e imprecisiones que pueden derivarse de la modelización al no tener en cuenta algunos elementos del sistema en las simulaciones.

Debido a que el fabricante de las antenas PCA no ha suministrado algunos parámetros necesarios para hacer una simulación y modelización exacta del montaje del sistema de espectroscopia en 1550 nm respecto a los modelos de 800 nm (tiempo de vida de portadores en la antena emisora, tiempo de vida medio de los portadores en la antena receptora, tasa media de colisión entre portadores del emisor y tasa media de colisión en la receptora), se va a hacer una aproximación de estos parámetros. La aproximación tendrá como punto de partida algunos de los parámetros que se usan en los artículos [19] y [21], teniendo en cuenta también las indicaciones en tiempos de vida medios y concentraciones de dopante de [27], ya que en este estudio se lleva a cabo un análisis de la emisión de antenas basadas en InGaAs para sistemas de comunicaciones a 1550 nm.

A partir de estos parámetros aproximados se va a intentar comparar la forma de onda obtenida con el montaje del sistema de espectroscopia que se ha usado con las formas de onda que se van a ir obteniendo, hasta tener una forma aproximada o lo más similar posible a los pulsos que se han obtenido del sistema práctico. De este modo se establecerán los parámetros que se desconocen y el sistema para 1550 nm quedará modelado con los estudios que se han introducido en el apartado 3.1 y 3.2 de esta memoria. Entonces se podrá ver cuál es el grado de validez de estos modelados analíticos para el sistema de espectroscopia a 1550 nm que se ha usado.

4.1 Modelado de Duvillaret

Empezamos las simulaciones usando los resultados analíticos de [21] y expuestos en el apartado 3.1 de esta memoria. Para simular el sistema necesitamos distintos parámetros, estos son: la duración del pulso láser, el tiempo de vida medio de los portadores en la antena emisora y receptora, la potencia láser inyectada, la tensión de polarización empleada, y las tasas de colisión medias para el emisor y receptor.

Conocemos la anchura del pulso láser, nominalmente 100 fs y, como se ha descrito anteriormente, se ha usado la PCA TERA15. Se ha usado una alimentación láser de unos 10 mW para los pulsos medidos en el montaje, así como una tensión de polarización de 20 V constante también sabemos que la masa efectiva para el material de las antenas (InGaAs) es $0.041 \cdot m_e$ [28].

A continuación se muestran tres trazas experimentales capturadas en la antena receptora del montaje, en la fig. 27, 28 y 29:

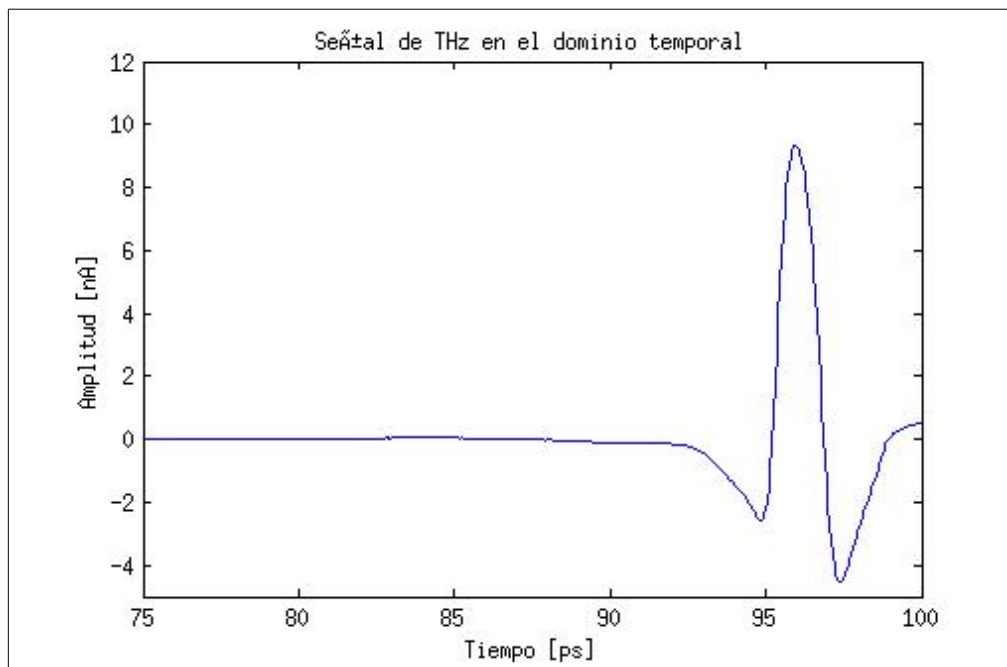


Fig. 27: Pulso capturado en el sistema de espectroscopia THz-TDS.

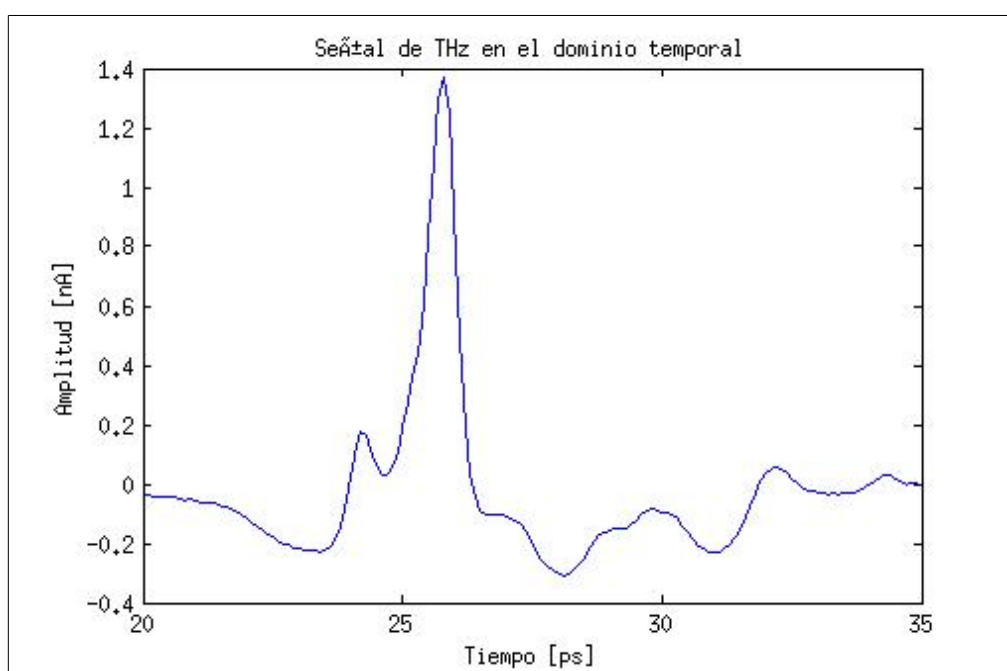


Fig. 28: Otro pulso capturado en la antena receptora del sistema de espectroscopia físico.

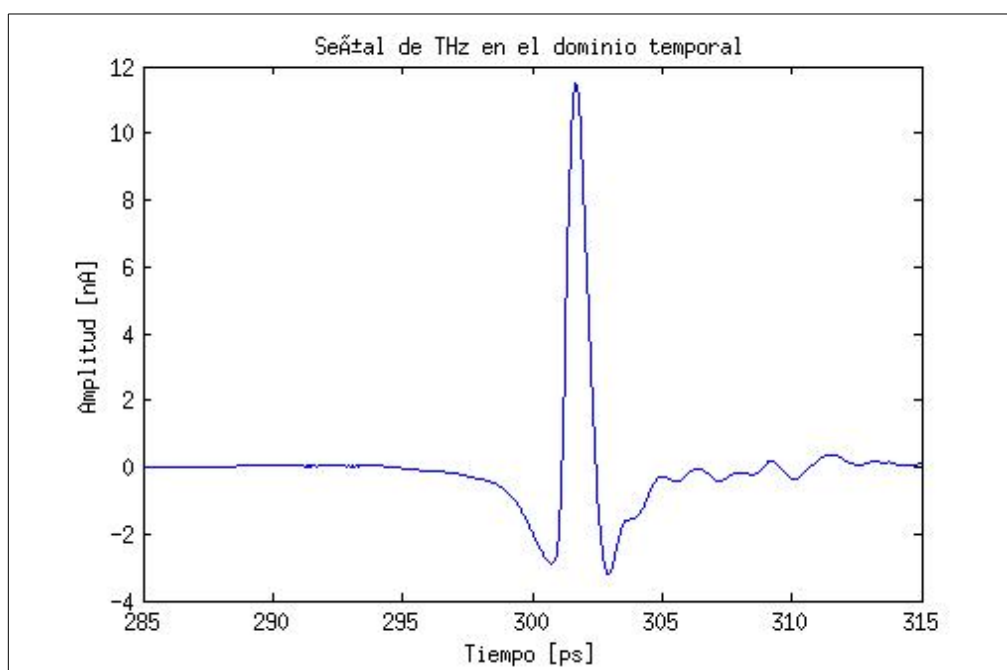


Fig. 29: Pulso experimental capturado en el sistema THz-TDS del laboratorio.

Como se puede observar, los tres pulsos de THz experimentales que se han capturado tienen unas características similares pero a la vez, pequeñas variaciones que van a hacer que el comportamiento general del conjunto varíe bastante.

El ancho del pulso de la forma de onda de la fig. 27, es ligeramente más ancho en comparación con los de la fig. 28 y 29. Esto va a provocar que el rango espectral útil sea menor. A pesar de esto, la forma del pulso de la fig. 27 es bastante buena, ya que a pesar del comportamiento bipolar (dado por los picos negativos en amplitud antes y después del pulso), no se observan grandes variaciones en la forma, por lo hay ausencia de grandes ecos causados por resonancias en la antena emisora y los conectores y sistema óptico del montaje están bastante bien ajustados.

La forma de onda de la fig. 28 tiene un efecto bipolar muy pequeño, esto puede ser debido a la diferencia en la corriente con la que se detecta el pulso, ya que esta es 10 veces más pequeña en comparación con la detectada en las trazas experimentales de las fig. 27 y 29. Al tener menos variaciones en su forma de onda, y, a pesar de que la anchura del pulso no es mucho más pequeña que el de la fig. 27, hace que el pulso presente menos variaciones en su representación frecuencial, como vemos en la fig. 30, y se pueda obtener un mejor rango útil.

El último pulso a analizar es el de la fig. 29, este pulso tiene una amplitud considerable y además un ancho de pulso bastante pequeño, lo que provocará un ancho de banda bueno en su representación frecuencial. El comportamiento bipolar de la forma de onda se ve acentuado en comparación con las trazas de la fig. 28, de modo que encaja con el comportamiento de presentar mayores niveles de bipolaridad cuanto mayor sea la fotocorriente detectada. A pesar de esto, el pulso presenta pequeñas variaciones causadas por los ecos en la antena emisora, lo que provocará un patrón de repetición en la representación espectral de la señal.

A priori se puede prever, de la comparación de las fig. 24 (donde se presenta una simulación de la fotocorriente detectada en el receptor) y de las figuras anteriores, que la correspondencia entre el modelado es bastante acertada, aunque en este modelado no se tienen en cuenta algunas características del montaje que finalmente van a afectar al rendimiento, como los ecos, los conectores, la falta de alineación, etc.

A continuación se van a mostrar los respectivos espectros de los pulsos anteriores en las fig. 30, 31 y 32.

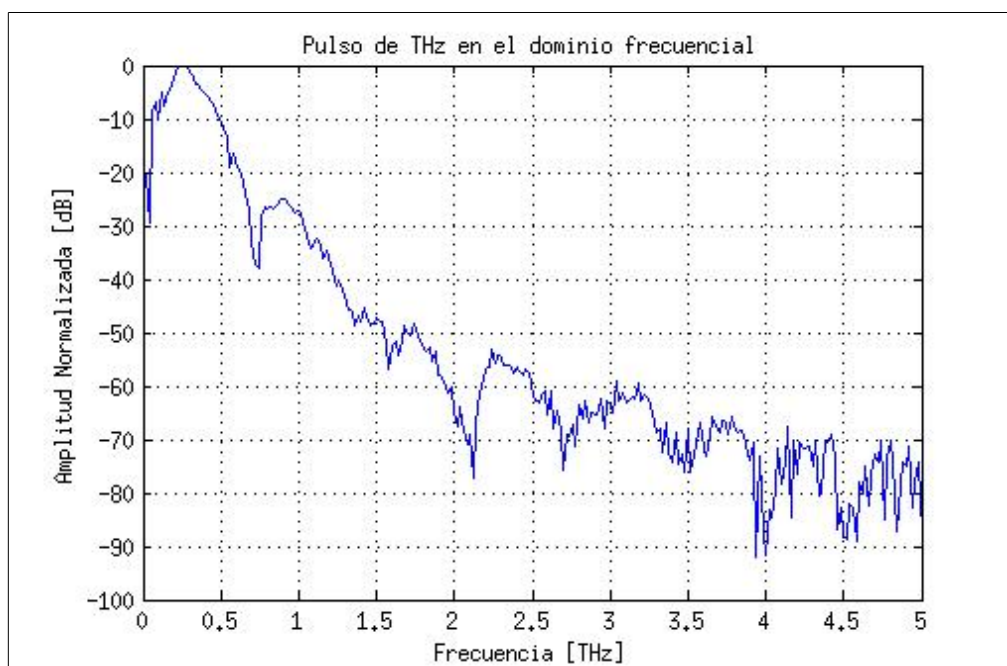


Fig. 30: Espectro correspondiente al pulso de la fig. 27.

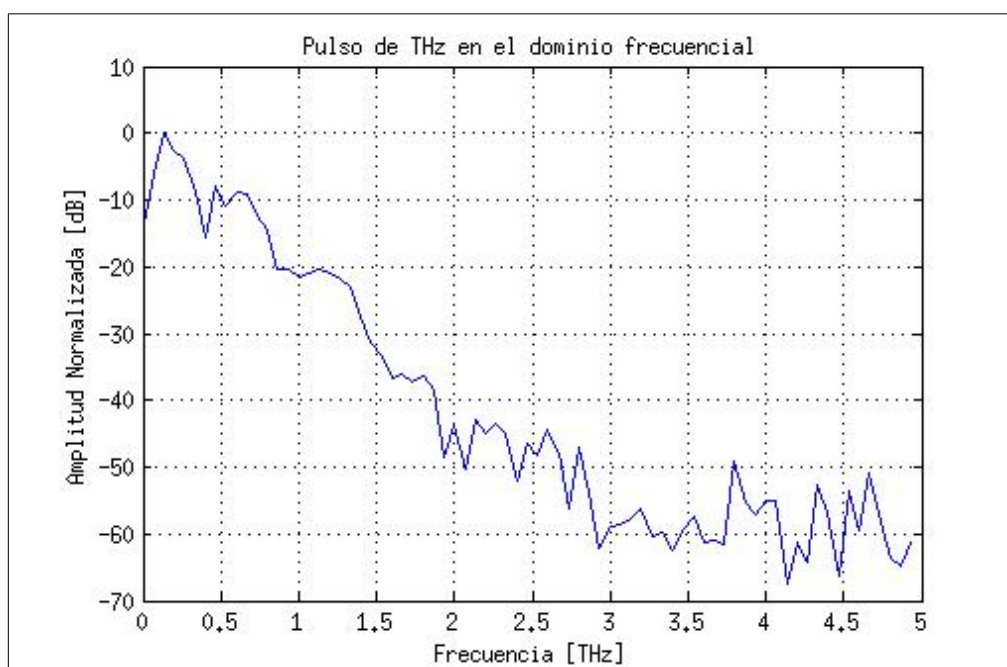


Fig. 31: Espectro correspondiente al pulso de la fig. 28.

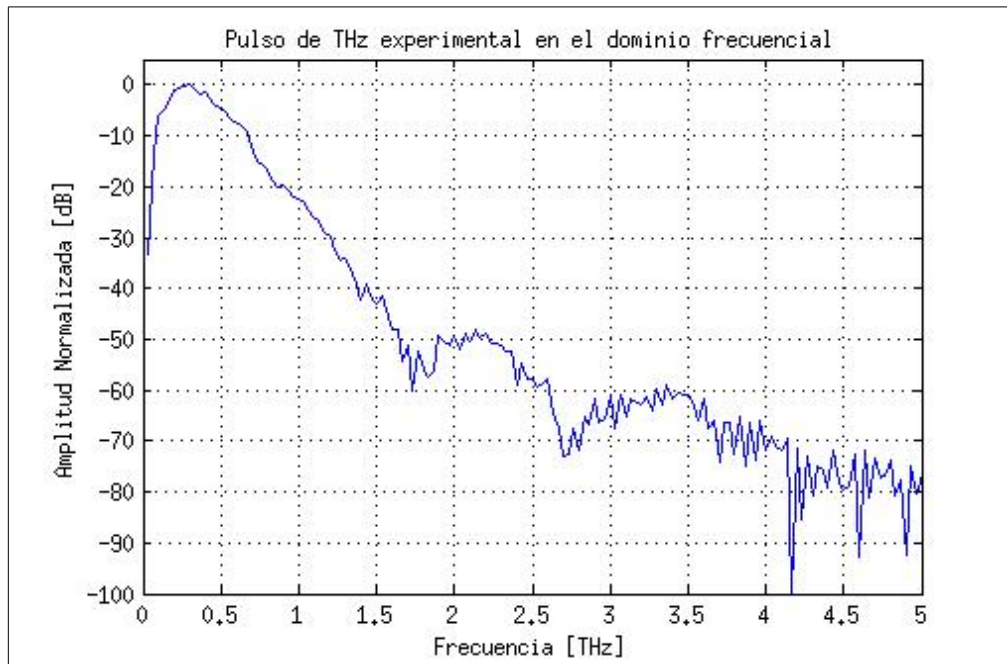


Fig. 32: Espectro correspondiente al pulso de la Fig. 29.

La forma de la traza sigue un mismo patrón que va a venir dado por las distintas características del montaje, las reflexiones, la óptica, etc. Una traza se suaviza más que la otra por el número de muestras que se han empleado en cada captura. Para la traza de la fig. 29 se emplean 501 muestras, para la traza de la fig. 30 se emplean sólo 150.

Las amplitudes de los pulsos son distintas, esta variación puede deberse a variaciones en la atenuación del sistema debido a cambios en los conectores y a errores en el ajuste de la polarización que se traducen en un nivel residual de DGD (Differential Group Delay) que se traducen en las pequeñas variaciones en el rango de frecuencias.

En las representaciones espectrales de las fig. 30, 31 y 32 se puede observar el resultado del comportamiento que hemos visto en las formas de onda anteriores. En la fig. 30 se pueden detectar varias réplicas del pulso principal en el espectro, aunque en la forma de onda correspondiente (fig. 27) no se vean variaciones en amplitud después del pulso, las réplicas son provocadas por estos ecos. Esto unido a que este pulso en concreto es un poco más ancho comparado con los otros dos provoca que el rango espectral útil sea pequeño y se extienda aproximadamente alrededor de los 1.6 – 2 THz.

En la fig. 31 se puede ver que el pulso sea más estrecho que el de la fig. 29, lo que hace que aumente el rango frecuencial. Además también se puede observar que, la pequeña cantidad de muestras capturadas junto con que las distorsiones debidas a la fibra en la forma de onda causadas por los ecos son muy pequeñas, hacen que a penas se puedan detectar réplicas del pulso principal en su representación espectral. Por las anteriores razones, el ancho de banda útil queda ligeramente desplazado hacia frecuencias superiores que el del caso anterior, en concreto alrededor de los 3 THz.

En la fig. 32 podemos detectar la clara correspondencia entre las variaciones de amplitud de la forma de onda en la fig. 29 y las réplicas del pulso principal plasmadas en la forma del espectro. Se ven hasta dos réplicas del pulso principal, cada una con niveles de amplitud cada vez más bajos, hasta que el suelo de ruido limita el rango útil. En este caso, dada la anchura y buen comportamiento del pulso de la fig. 29, debido al buen ajuste del sistema, se llega a un espectro útil de entre 3.5 y 4 THz.

Las simulaciones van a adaptarse al número de muestras capturadas en las anteriores trazas para poder hacer una comparación lo más realista posible en la misma escala. Primero se simulará el comportamiento de la forma de onda cuando se varía el tiempo de vida de los portadores libres en el emisor. Se empezará con los valores usados en los ejemplos del artículo de Duvillaret (500 fs) y se irá variando con valores próximos, se puede ver una figura comparativa en la fig. 31.

Como se puede observar, a tasas de recombinación más rápidas, el pulso detectado tendrá una amplitud mayor que con tiempos de vida de portadores libres más altos. Se puede observar como para un tiempo de vida de 300 fs, la amplitud que se va a detectar va a ser más de dos veces mayor que la que se usa como referencia en el gráfico (500 fs).

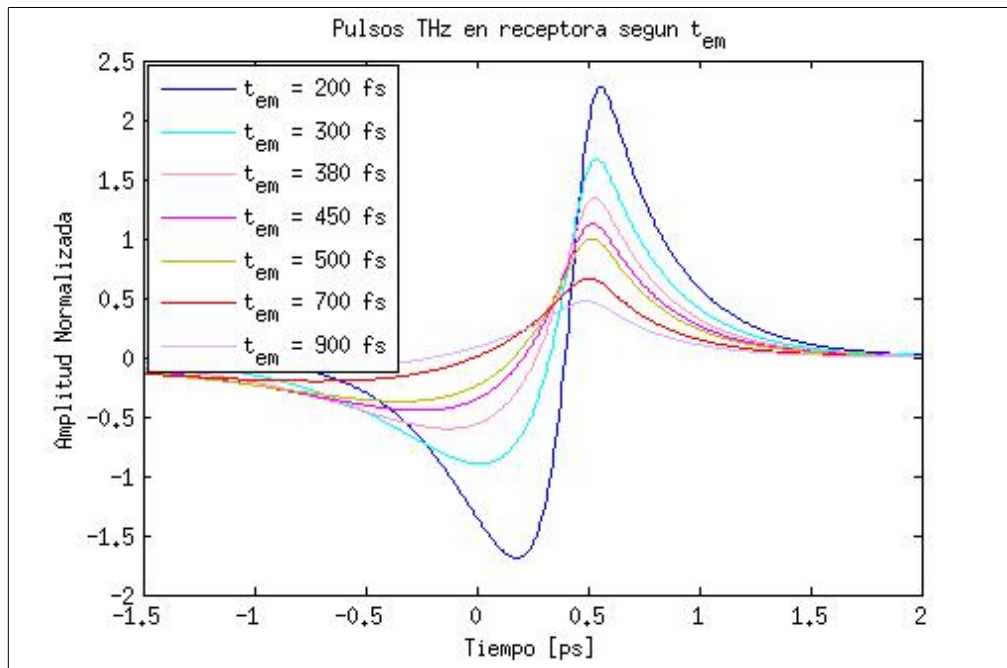


Fig. 33: Comparativa del comportamiento del pulso en la antena receptora variando el tiempo de vida de los portadores libres en la antena emisora[Anexo B].

A continuación se muestra la variación en el espectro para los mismos tiempos de vida en los portadores libres para la antena emisora, en la Fig. 34:

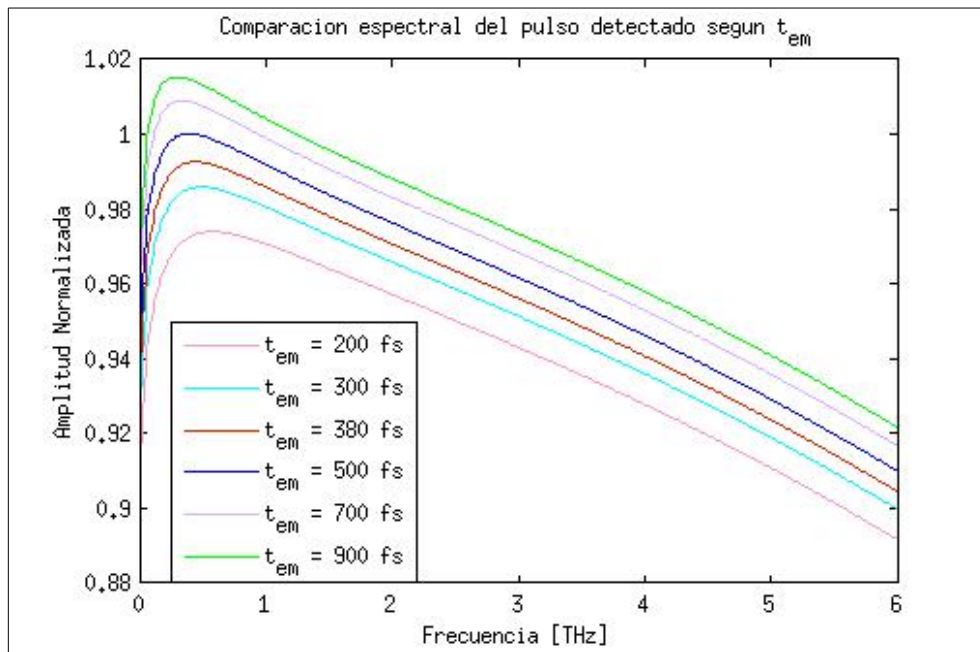


Fig. 34: Comparación espectral del pulso detectado en la antena receptora según la variación del tiempo de vida de los portadores libres en la antena emisora[Anexo B].

Se observa que incrementando el tiempo de vida de los portadores en el emisor se mejora la señal en la parte baja del espectro. Si pasamos a analizar el comportamiento que se tiene al variar el tiempo de vida de los portadores libres en la antena receptora, nos encontraremos con la Fig. 35, cuyo comportamiento es muy similar al que se observa al variarlos en la emisora.

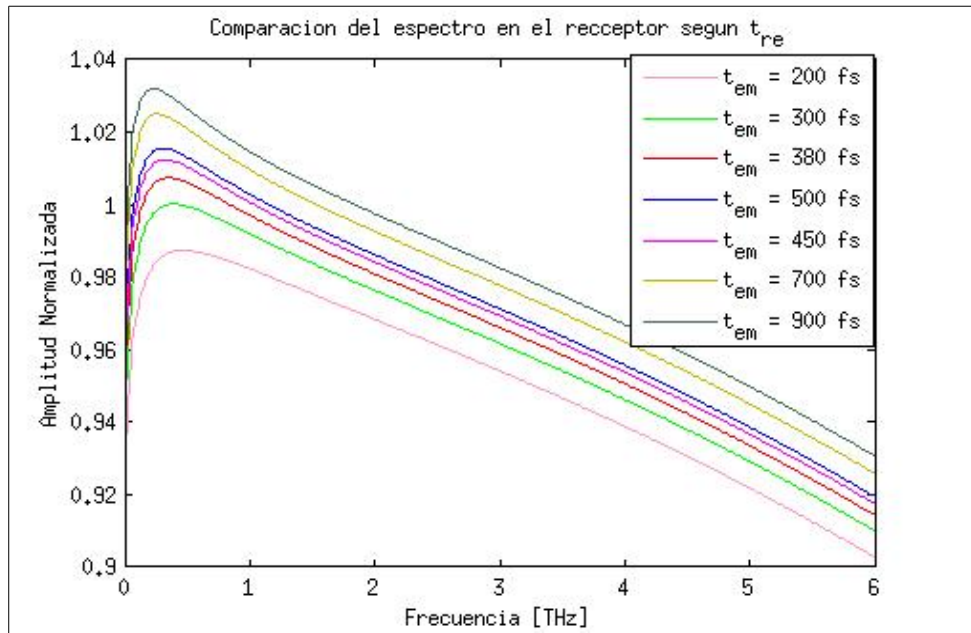


Fig. 35: Comparación espectral del pulso detectado en la antena receptora según la variación del tiempo de vida de los portadores libres en la antena receptora. [Anexo B]

A continuación se va a estudiar el cambio en el comportamiento de la simulación dependiendo de los tiempos de colisión entre portadores libres en el emisor. Se simulará con el valor de ejemplo del artículo de Duvillaret (30 fs) y se irá variando alrededor de este para ver sus efectos.

Se puede observar como la amplitud crece a medida que el valor del parámetro crece. Estudiando las Fig. 33 y Fig. 36 se puede llegar a la conclusión de que el primer flanco ascendente de la señal detectada de THz está relacionado con la respuesta del receptor, mientras que en el flanco ascendente que sigue al primer pico se puede asociar con la variación de los parámetros del emisor.

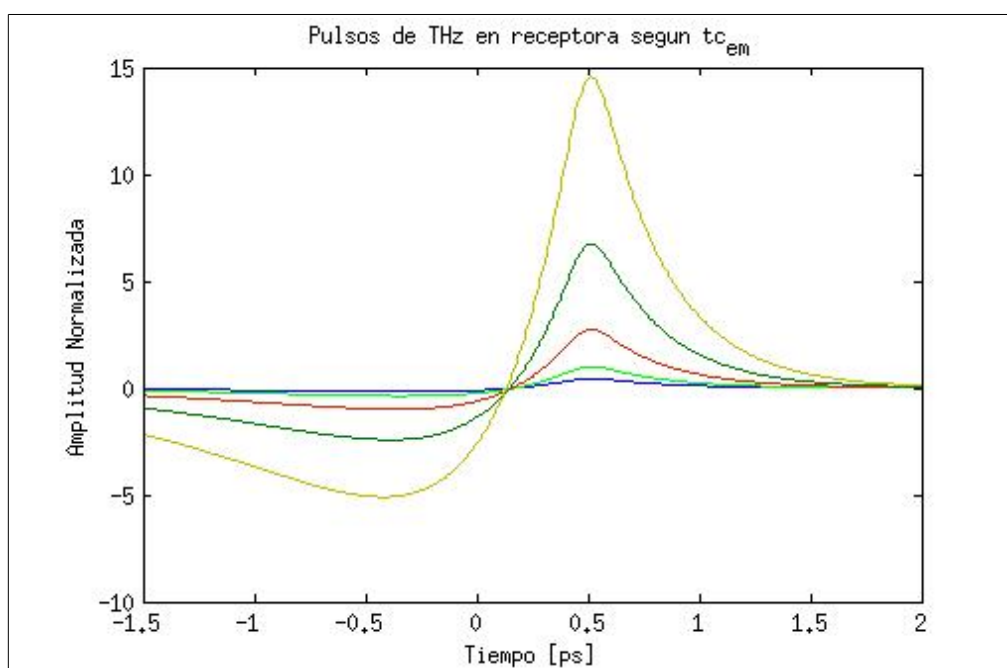


Fig. 36: Comparación del comportamiento detectado en la antenna receptora según la variación del tiempo de colisión entre portadores libres en la antenna emisora. [Anexo B]

Si pasamos a observar cómo afecta la variación del tiempo de colisión de los portadores en el espectro, obtenemos la Fig. 37:

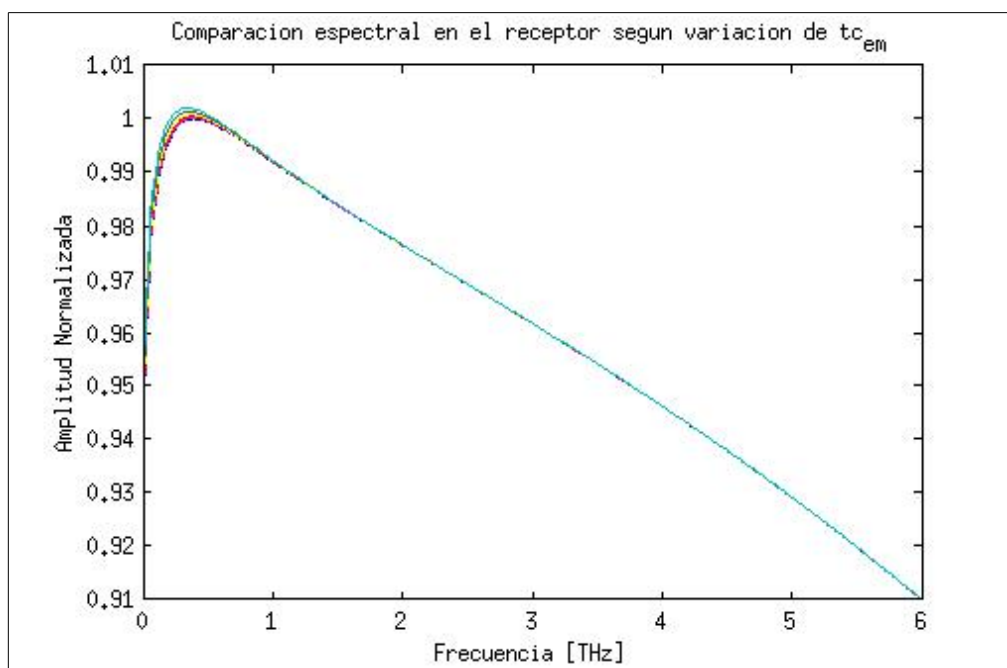


Fig. 37: Comparación del espectro de la señal de THz detectada según variación de parámetros de tiempo de colisión entre portadores libres en la antenna emisora. [Anexo B]

A continuación comparamos los resultados de las trazas obtenidas en el montaje del laboratorio con la simulación que más se aproxima a la forma de onda de las trazas. Utilizando los resultados de las simulaciones anteriores, donde se han ido variando los parámetros que desconocemos, nos hemos ido acercando a un resultado lo más parecido posible.

La aproximación no es muy precisa, dadas las grandes diferencias, pero ha sido la única solución que se ha podido encontrar para aproximar los valores de los parámetros (tiempo de vida de los portadores en el emisor y receptor, tiempo de colisión entre portadores en emisor y receptor).

Los valores de éstos parámetros dependen de varios factores, entre ellos, el proceso de fabricación, la temperatura de crecimiento del sustrato, la concentración de dopado por irradiación en las capas que forman la antena, el tamaño de la superficie activa, su grosor, etc. Por ejemplo, para el caso presentado en [27], se estudia el comportamiento de las antenas funcionando a 1550 nm, siguiendo un proceso de construcción con capas de 1 nm de espesor, con material tipo n de InGaAs. Estas capas siguen un proceso de crecimiento mediante Molecular Beam Epitaxy (MBE) en sustratos de InP:Fe, usando el proceso de formación de estructura tipo mesa (presentado en la sección 2.3.1 de esta memoria), cuyas capas eran bombardeadas con iones Br^+ a una energía inicial de 11 MeV con dosis de irradiación de $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ y $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Se deja un hueco en la antena dipolo de 5 μm que se fabrica con evaporación de metal y una técnica politográfica. Colocando la antena a unos 20 nm de la línea de transmisión coplanar. Los resultados de este proceso de crecimiento en concreto fueron que, el tiempo de vida de los portadores libres fue menor a los 200 fs [27], con una movilidad y una resistencia oscura concretas, que hacían que el sistema se comportara y fuera capaz de funcionar de una manera determinada, en este caso haciendo que se extendiera el rango de trabajo del sistema de THz-TDS hasta los 2 GHz.

Por lo tanto, el sistema a comparar con las simulaciones extraídas de la modelización de Duvillaret, va a tener su propio comportamiento, que va a depender sobre todo de cómo se ha construido la PCA además de otros factores del montaje en sí mismo. No sabemos los datos exactos de construcción de la PCA, por tanto no tenemos la información que se requiere para un buen estudio comparativo como en [27], es por eso que la aproximación que se va a presentar va a estar alejada de unos resultados exactos de estos parámetros.

En la Fig. 38 vemos las figuras de la simulación (derecha) y de una de las capturas del sistema de THz-TDS físico (izquierda). Se han ido variando los parámetros de tiempo de vida de portadores en emisor y receptor, así como el tiempo de colisión en emisor y receptor para que la anchura del pulso y altura sea la más parecida a la traza capturada como fuera posible.

Se puede observar que en este resultado, la anchura del pulso de la traza, es de alrededor de 1.25 ps desde que se inicia la subida del pico hasta que en la bajada vuelve a pasar por el 0. La anchura del pulso simulado es también alrededor de 1.25 ps teniendo en cuenta los mismos puntos de referencia.

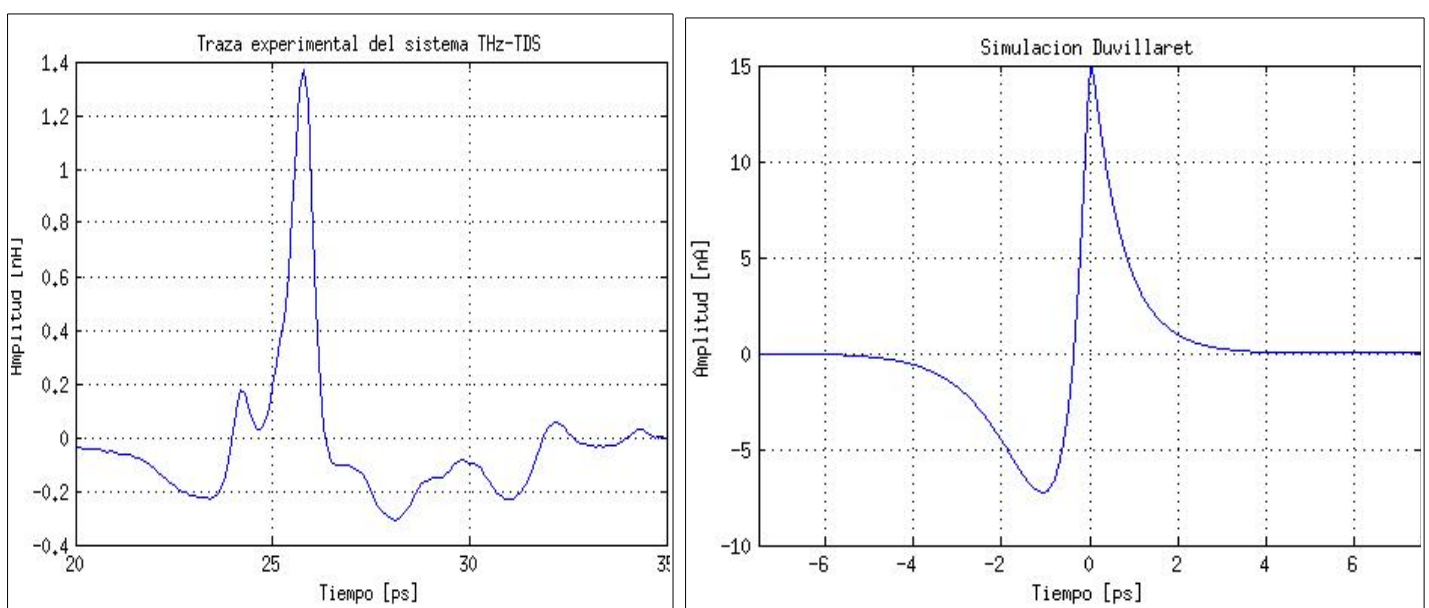


Fig. 38: Taza capturada en el receptor y simulación del pulso de THz según la modelización de Duvillaret.

Se ha ajustado la duración de la captura de la simulación a 15 ps para que se pueda ver mejor la similitud entre la señal simulada y la traza experimental obtenida en el montaje del laboratorio. La similitud es bastante buena, sobre todo en cuanto a la anchura del pulso y forma general. A pesar de esto, según hemos visto en el análisis de las distintas trazas experimentales presentadas anteriormente, debido a su diferencia de amplitud y distorsiones, no será este el pulso más similar al modelado de Duvillaret.

A continuación se va a presentar la traza que se presentaba en la fig. 29, ya que debido a su buen comportamiento y pocas distorsiones parecía que fuera a ser la más similar a las simulaciones del modelo analítico de Duvillaret.

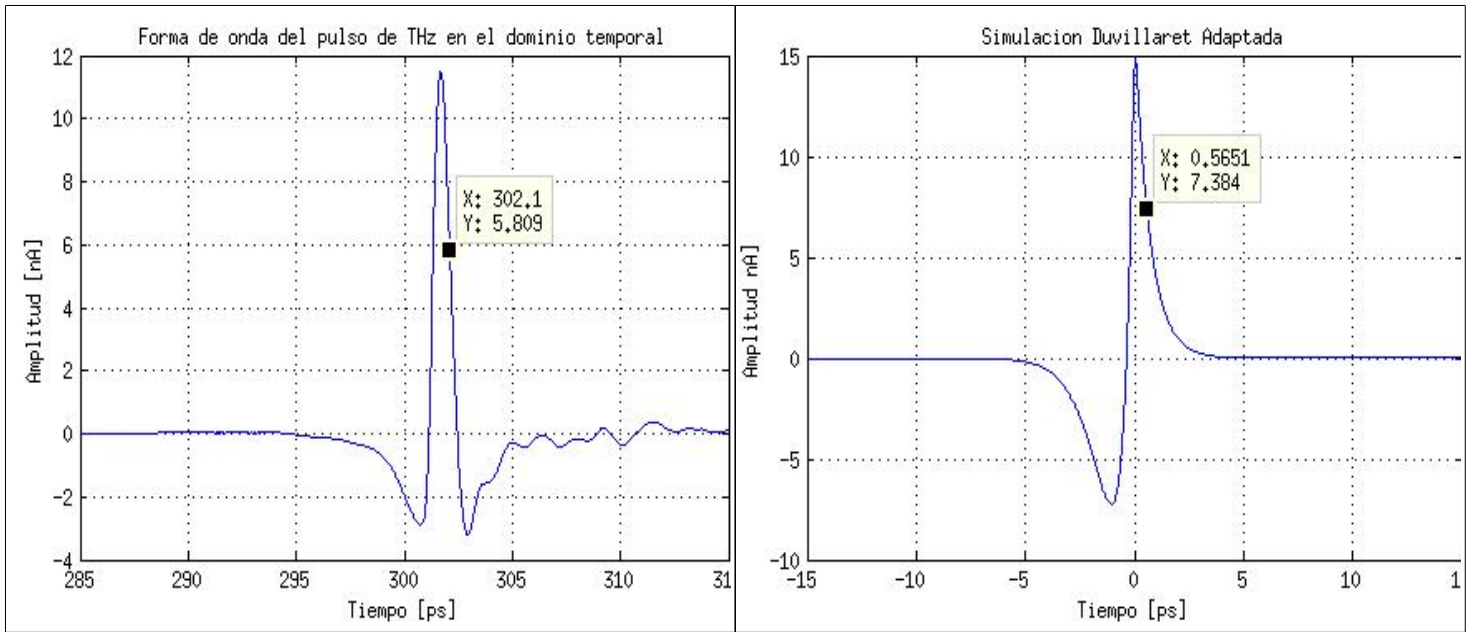


Fig. 39: Trazas capturadas en el receptor y simulación del pulso de THz según la modelización de Duvillaret.

En este caso también se ha adaptado la escala temporal para que el intervalo total fuera de 30 ps y así se puedan comparar ambas formas de onda con más facilidad. Si nos fijamos hasta qué valor sobrepasa el nivel de cero cuando la curva cae, se ve que en la traza llega a 3, mientras que en la simulación llega a -6. Esto es coherente con la diferencia de amplitud que representan las trazas entre sí, ya que la amplitud positiva también es mayor en la simulación (habiendo usado una potencia de 10 mW), que en la amplitud de la traza recogida la traza experimental. Se alcanzan los 11.7 nA y en la simulación los 14.8 nA. Estas diferencias de amplitud pueden venir dadas por que la simulación está basada en un modelo de propagación en espacio libre y no se tienen en cuenta tampoco las pérdidas por la óptica.

Por otro lado, si comparamos la anchura del pulso a mitad del pulso, tenemos que para la traza tiene una anchura de 0.8 ps (302.1-301.3), mientras que para la simulación 0.73 ps (0.57+0.16). La similitud de ambas trazas es evidente, se puede observar como se produce el comportamiento bipolar en ambas antes de que el pulso crezca, teniendo unos valores comparables debido a las diferencias de amplitud. Después de la bajada del pulso no hay tanta similitud entre el pulso experimental y el simulado, esto es por que el modelado de Duvillaret no modela el efecto del screening y este efecto es el que causa el segundo pico negativo a la bajada del pulso.

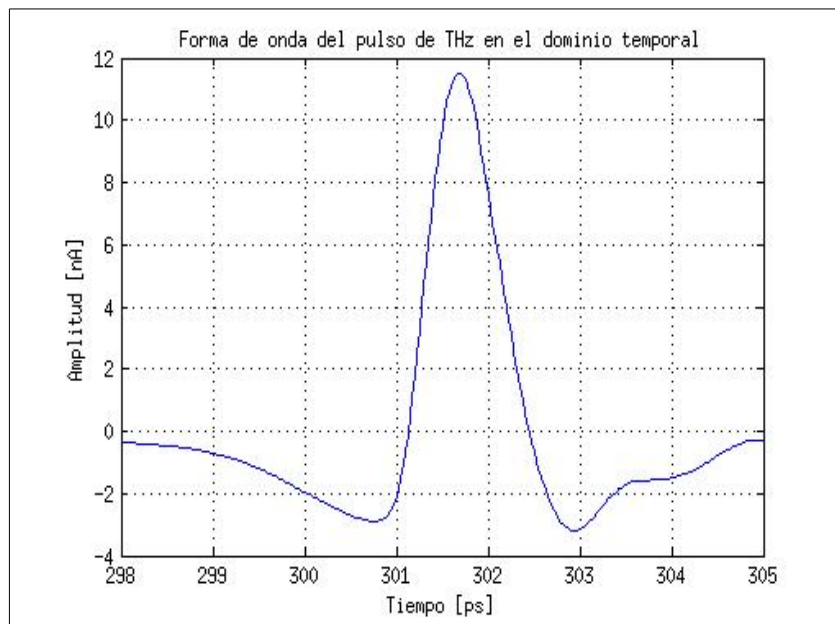


Fig. 40: Detalle de la traza en el pulso de THz.

Estos han sido los resultados cuyos valores de los parámetros han hecho que la forma de la simulación se acercara más a la traza capturada, basándonos en la forma de onda de la traza de la fig. 39. Para llegar a estos resultados los valores finales se han fijado en:

Potencia emisor	10 mW
Edc	20 V
Anchura pulso	100 fs
Tiempo de vida portadores en emisor	700 fs
Tiempo de vida portadores en receptor	700 fs
Tiempo de colisión emisor	20 fs
Tiempo de colisiones en receptor	50 fs

Los valores de tiempo de vida de los portadores libres en las antenas PCA no están cercanos a los resultados en [27], donde con un proceso de construcción de las PCA en concreto, se llega a un resultado de 200 fs en cuanto a tiempo de vida de los portadores libres, por lo que se podría decir que el proceso de construcción y dopado no puede ser muy similar al que se usa en este estudio en cuanto a parámetros de tiempo de vida de los portadores.

Por lo tanto, los valores de dopado del material fotoconductor serían menores a $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ya que estos niveles son con los que se obtiene un tiempo de vida de portadores de 200 fs y una anchura del pulso detectado de alrededor de 1 ps en el estudio de [27]. Además, también sabíamos que para la antena TERA15 se usaba la técnica de estructura mesa, técnica que también se usa en este estudio, por lo que los resultados adquieren una mayor similitud.

Los picos y otras formas que aparecen en la traza capturada pero que no aparecen en la simulación pueden aparecer debido a desajustes en el sistema de THz-TDS del laboratorio. Estas oscilaciones antes y después del pico principal pueden ser causadas por efectos de resonancia en la antena emisora, desalineaciones en la óptica del montaje, variaciones en las formas entre los haces de bombeo y el de prueba causados por los elementos polarizadores, distorsiones externas de la señal en su viaje por la línea de retardo, etc.

El hecho de que la señal se reproduzca con una forma bipolar viene dado por la conjunción del campo entrante y la corriente detectada, aunque no se aprecia tan claramente en la traza capturada como en la simulación.

Si pasamos a comparar el espectro de la traza capturada en la fig.38 con el espectro de la simulación para los parámetros previamente seleccionados obtenemos la Fig. 37:

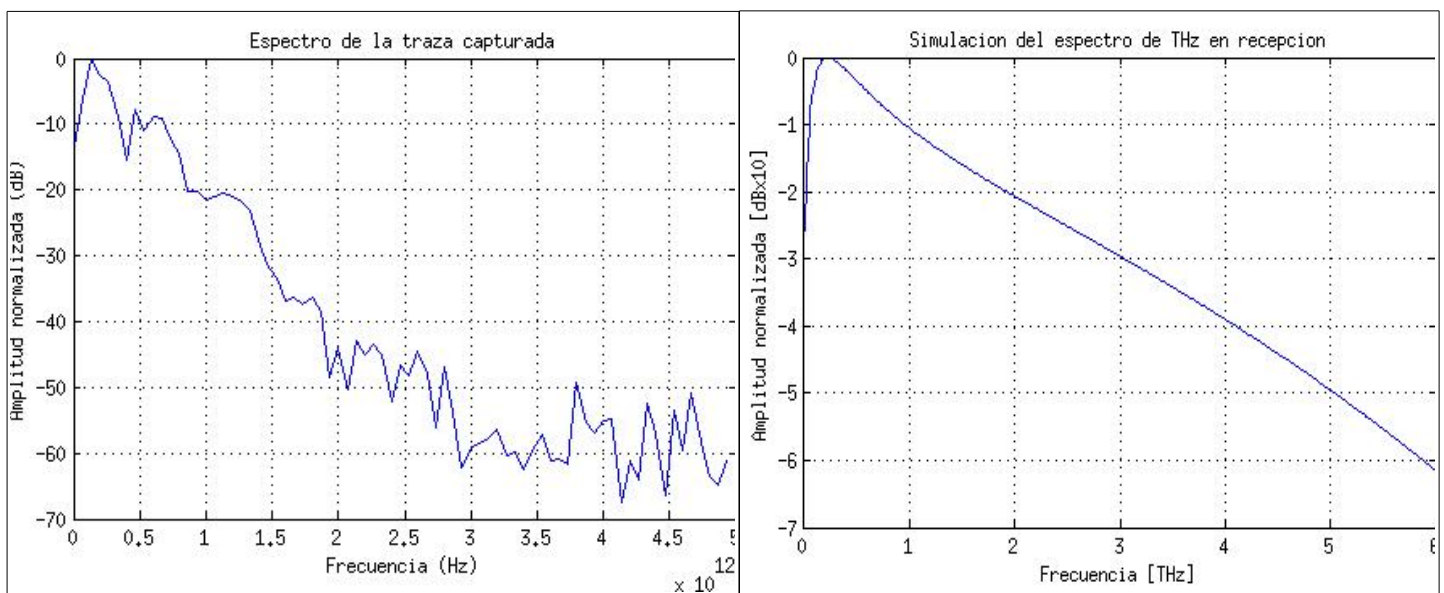


Fig. 41: Comparación del espectro que se obtiene con la simulación paramétrica elegida y la traza de la fig. 38.

Como se puede observar, la correspondencia al parametrizar la simulación con los valores que se han expuesto anteriormente, es bastante buena en los rangos frecuenciales más bajos, sin embargo para frecuencias más altas, a partir de 2 THz la diferencia entre la simulación y la traza es considerable. De modo que el rango de funcionamiento se verá limitado considerablemente. Esta diferencia en el rango espectral viene dada por las mismas circunstancias comentadas en la discusión de la comparación de las formas de onda. El recorte en el rendimiento en el sistema real tiene que ver con múltiples factores, como los presentados en el apartado 3.3. Además, los picos que se observan en la traza van a dificultar la identificación de muestras. Estos se producen, además de por los ecos, por los picos de absorción del vapor de agua que se encuentra en el ambiente donde el sistema hace la medición.

Si comparamos el espectro que se obtiene de la traza de la fig. 39, cuya forma temporal es más similar a la de la simulación y cuyos parámetros han sido ajustados para que la forma de onda temporal quede lo más cercana a la simulación posible, deberíamos obtener un espectro más parecido a la simulación que en la fig. 41. Como se puede comprobar en la fig. 42, a pesar de que el espectro de esta traza se extiende un poco más hasta valores de frecuencias más altas, sigue quedándose bastante lejos de lo que debería ser.

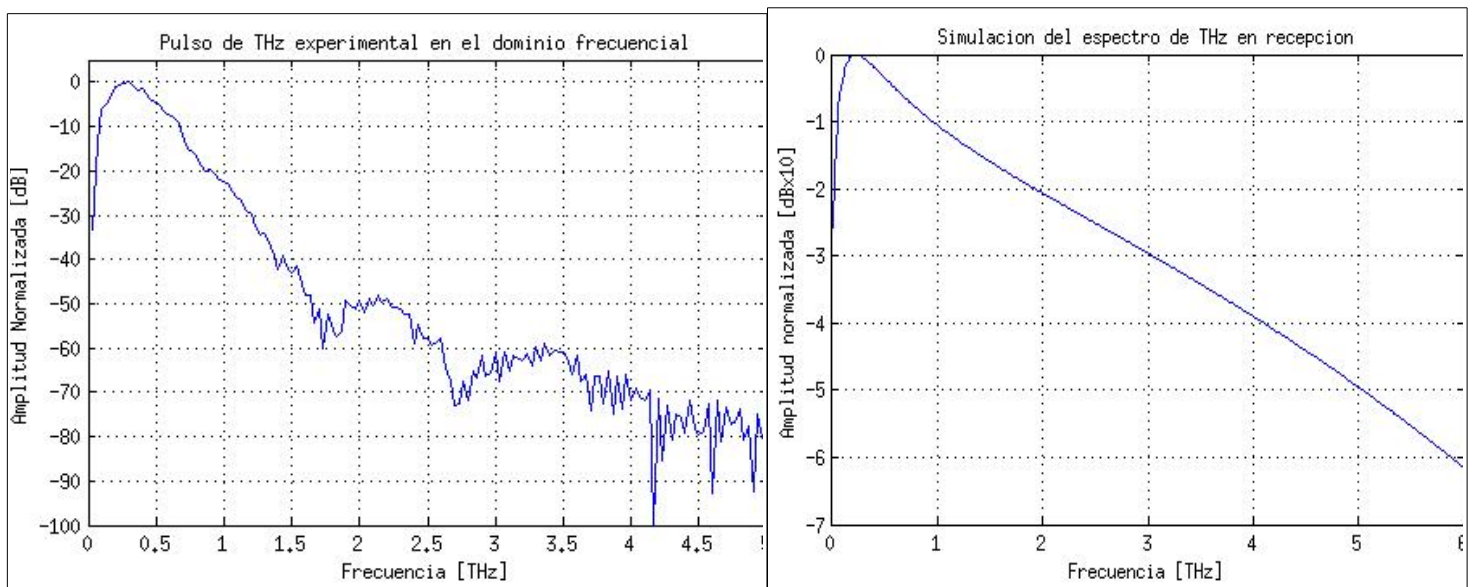


Fig. 42: Comparación del espectro que se obtiene con la simulación paramétrica elegida y la traza de la fig. 39.

4.2 Modelado de Jepsen

Como se ha descrito en la sección 3.2 de esta memoria, el modelo analítico de Jepsen es mucho más complejo y pormenorizado que el de Duvillaret. En [19] Jepsen tiene en cuenta el sistema óptico del montaje, el efecto del screening y el campo de polarización cercano.

Las ecuaciones que describen el modelado analítico en [19] vienen dadas por el desarrollo de 4 ecuaciones diferenciales acopladas 2 a 2 a partir de las cuales se obtiene la corriente generada en el emisor, en estas ecuaciones ya se incluyen algunos parámetros que no se conocen en nuestro sistema en estudio, como la frecuencia plasmática (que depende de la densidad de portadores en el emisor). Aún resolviendo estas ecuaciones sólo se podría obtener la simulación del campo eléctrico generado por el emisor, no el que se genera al producirse la convolución en la recepción entre el haz de prueba y el haz de THz.

Para poder obtener la forma de onda en el receptor así como su espectro, se hace un modelado detallado de la óptica del conjunto del montaje. Incluyendo aspectos como, el cálculo del patrón de radiación del haz de THz del emisor (incluyendo parámetros que modelan detalles de la lente en la PCA emisora), las medidas de distintos parámetros en el tamaño de las antenas (como el tamaño del hueco entre el dipolo, la distancia entre la lente y el detector, el diámetro de la lente, etc), el tamaño del punto que iluminará la antena receptora, la longitud de los electrodos detectores, la longitud de área entre las puntas de los detectores, la resistividad media, etc. En resumen, toda la parte física que va a afectar al comportamiento del pulso una vez se detecta en el receptor.

La complejidad queda plasmada en una fórmula general de la que depende todo, presentada en (20) en este documento, de la que luego se derivan modificaciones dependiendo de en qué límites frecuenciales se aplique (no mostradas en esta memoria). En el modelado de Duvillaret se han tenido que aproximar de una manera no muy fiable algunos de los parámetros de los que no se disponía información, unos pocos, ya que este modelado analítico tiene en cuenta muchos menos elementos. Pero en este caso, dada la gran cantidad de datos que se requieren en este modelado analítico (todos los mencionados anteriormente, de los que no se disponen datos), y dado que la comparación de los pulsos y espectro sólo se puede hacer teniendo en cuenta el modelado óptico, ya que la ecuación al final depende de

todas las partes del montaje, se presupone una tarea muy poco fiable el aproximar estos parámetros, como se ha hecho en el caso de Duvillaret. Sin todos estos datos y medidas de la antena utilizada (TERA15) la fiabilidad de la modelización va a ser muy pequeña, por lo que en vez de hacer una adaptación del modelado analítico de Jepsen para 800 nm a 1550 nm como estaba planeado en un principio, se va a hacer una comparación teórica de lo que se puede esperar si fuéramos capaces de usar el modelado con nuestra antena TERA15 utilizando los resultados simulados y experimentales dados en [19].

Como se puede observar en la Fig. 38, el rango frecuencial en el cual el sistema va a ser útil está bastante más limitado que el rango frecuencial que se determina en las simulaciones del modelado analítico de Jepsen. Al tener en cuenta la física detallada del sistema, el resultado final se ajusta mejor a un montaje real. El suelo de ruido empieza a estar cerca a partir de los 2 THz a no ser que el hueco entre los electrodos se reduzca mucho y la densidad de portadores se aumente considerablemente.

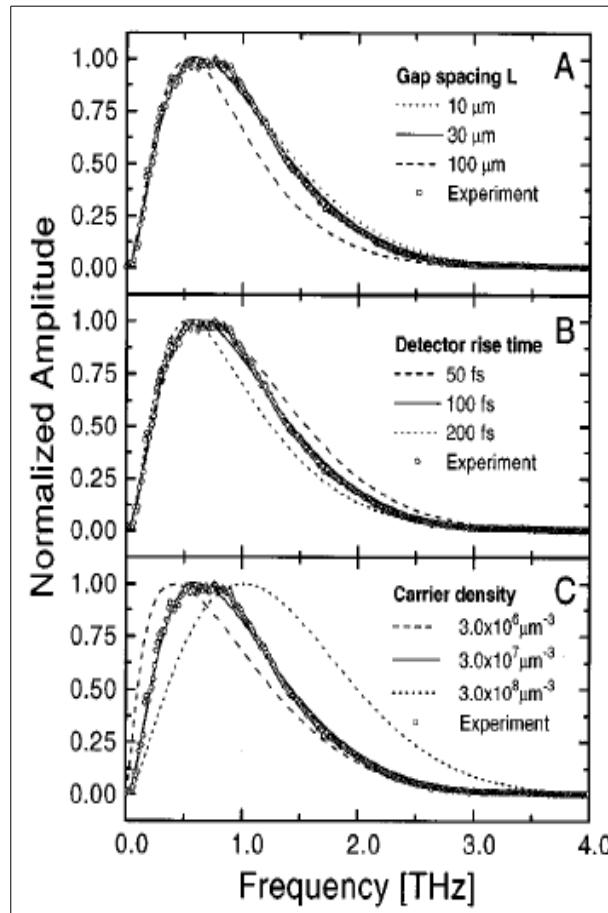


Fig. 43: Espectro del pulso de THz medido en condiciones variantes según el modelo analítico de Jepsen[19].

En nuestro montaje, usando las antenas PCA TERA15 de 1550 nm, se usan unas densidades de portadores mucho mayores que las mostradas en la fig. 38, dado que la TERA15 está hecha de un compuesto de InGaAs/InAlAs, que proporciona una densidad de portadores mayores, como hemos analizado anteriormente y en [27], por lo que el pico máximo de amplitud del espectro debería moverse hacia frecuencias mayores, como muestra la última figura de la fig. 38. Por otro lado, si nos guiamos por el tiempo de vida de los portadores que hemos establecido en el apartado 4.1, tendríamos que la curva del espectro tendría una amplitud más limitada, aproximada por la línea que muestra los 200 fs. También sabemos que la TERA15 tiene una longitud de dipolo de 25 μm y un hueco entre electrodos de 10 μm , todo esto en la antena receptora. Por lo tanto, sería aplicable la simulación de la fig.38 que adquiere una respuesta frecuencial mejor que las que tienen una distancia entre el hueco de los electrodos mayor.

En [19] se explica que uno de los aspectos importantes que va a limitar el ancho de banda de trabajo del montaje de THz-TDS va a ser cómo sea el sistema óptico que guíe los haces hasta el detector, sobre todo el tamaño del detector y del punto que ilumine el receptor. Sabiendo que muchas de las características de nuestra antena coinciden con los mejores valores simulados en los resultados de la fig.38, y teniendo en cuenta la forma de las trazas que se han detectado en nuestro montaje (fig. 29, 30, 37) se podría decir que el comportamiento de las simulaciones con este modelo se asemejará bastante a las simulaciones mostradas por [19] , mostradas en la fig.39.

5 Conclusiones

Una vez estudiado el sistema de espectroscopia THz-TDS parte por parte, su física, sus fundamentos generales y de cada una de las partes que lo componen, se ha intentado modelar un sistema real con los modelados analíticos de [19] y [21]. Se ha comprobado que el estudio requería de una serie de datos, de los que no se ha podido disponer, para poder ajustar bien la comparación y ver qué modelo se ajusta más al montaje para antenas PCA de 1550 nm. Al no disponerse de estos datos, se ha intentado aproximar comparando las trazas (reales y simuladas), buscando las partes que se asemejaran en su forma, anchura del pulso y variaciones. Los parámetros se han fijado y se han descrito las diferencias entre las simulaciones dadas por el modelado analítico de Duvillaret. A continuación se ha comparado teóricamente la modelización del artículo de Jepsen con el comportamiento del montaje del laboratorio. Al ser esta última una modelización mucho más completa, y sin disponer de muchos parámetros necesarios para su simulación, no se ha optado por hacer una aproximación de los parámetros por similitud en las formas de onda, ya que hubiera sido muy difícil de hacer y de que tuviera cierta validez. Por el contrario se ha analizado las diferencias de este modelado con el de Duvillaret y se han comentado los resultados de [19] comparando como pudieran haber quedado con las antenas de 1550 nm de nuestro montaje.

Se puede concluir que los parámetros más relevantes de los que van a depender el comportamiento y rendimiento de un sistema de espectroscopia THz-TDS son los que tienen que ver con la fabricación de las antenas PCA:

- Concentración de dopante: Cuanto más dopante se irradie en la construcción de las capas del sustrato semiconductor de la antena, se tendrá una vida media de los portadores libres más corta. Según descienda la vida media de los portadores se creará un efecto fotoconductor más rápido, lo que hará que el pulso sea más estrecho y, por lo tanto, el rango frecuencial se expanda. El rango dinámico en cada componente frecuencial variará dependiendo del tiempo de vida de los portadores, para tiempos de vida más largos, a pesar de que el rango frecuencial se reducirá, se podrá conseguir un rango dinámico mayor en bajas

frecuencias. En nuestro caso, las antenas están construidas con capas de InGaAs/InAlAs, que según algunos papers como [4], [16] o [27] logran una concentración bastante alta de dopante, buena movilidad de los electrones y baja resistividad, lo que las hace rápidas en este aspecto (Alrededor de unos 250 fs, según lo estimado).

- Ancho del pulso láser: Cuanto más corto sea el pulso láser de generación, más se fortalecerá el rango dinámico en altas frecuencias. Teóricamente, con la duración láser de las antenas emisoras TERA15 (unos 100 fs), el rango frecuencial podría extenderse hasta los 4 THz.

- Proceso de crecimiento del sustrato: Dependiendo de cómo se lleve a cabo el proceso de crecimiento del sustrato fotoconductor el rendimiento del sistema va a ser mejor o peor. En las antenas TERA15 se usa un proceso de crecimiento por ataque químico asistido de haz de iones (CAIBE) que forma una estructura tipo “mesa”. Esta estructura de crecimiento hace que se produzcan mejoras significativas sobre las antiguas estructuras planares. Sobre todo en potencia emitida, corriente oscura y sensibilidad en el receptor. Según [18], la fotocorriente se incrementa en un factor de 5 y las corrientes parasíticas desaparecen, a la vez que la potencia emitida aumenta también con un factor de 5 y la sensibilidad receptora aumenta 11 veces, todo esto son mejoras con respecto a las antenas planares. Todas estas mejoras contribuyen a que el rango dinámico aumente y se logre un rango de trabajo más limpio.

- Sistema óptico: El sistema óptico que sirve para guiar los dos haces de la señal desde el emisor hacia el detector también tiene un impacto apreciable en el comportamiento del montaje THz-TDS. El radio de la lente del emisor, el material del que está formada la lente y el tamaño del área de la PCA del emisor hacen que se pueda tener una mayor amplitud en la señal de THz generada o un patrón de radiación más o menos confinado (que provocará obtener un mayor o menor ancho de banda). Las lentes esféricas que controlarán el haz una vez generado, los espejos paraboidales y la distancia entre estos (tanto en la parte emisora como detectora), hacen que varíen el tamaño del punto que iluminará el detector y por tanto, el campo que se va a detectar.

El comportamiento del detector va a depender de la influencia de varios factores. El comportamiento ideal sería dibujar perfectamente la forma de onda, pero esta va a ser redibujada por, básicamente, dos factores: la geometría del detector (que influirá en la velocidad) y la sensibilidad del detector (dado el área finita de detección). El tamaño del punto respecto al hueco entre los electrodos del detector juega un papel importante, ya que cuanto más se ajuste el tamaño del hueco al del punto que lo ilumina, mejor comportamiento se obtendrá. Para obtener una señal fuerte y de buen ancho de banda se tiene que usar un detector de área muy pequeña, si el área es grande la respuesta con amplitud máxima se va hacia frecuencias bajas a la vez que la sensibilidad decrece (ya que la intensidad del láser decrece para huecos entre los electrodos del detector más grandes). Además la longitud total del dipolo, la resistividad del detector, la anchura y su espesor también juegan un papel importante. En las antenas TERA15 utilizadas tenemos una emisora grande (100 μm) que nos garantiza una buena potencia de emisión, y una detectora pequeña (hueco de 10 μm y longitud de dipolo de 25 μm), lo que nos garantiza una alta sensibilidad en la detección.

Todos estos parámetros van a resultar determinantes a la hora del diseño de un montaje de espectroscopia THz-TDS. Dependiendo de la aplicación con la que se quiera trabajar estos parámetros deberán ser variados en una u otra manera. Si se quiere un mayor rango dinámico en frecuencias bajas de THz se debe optar por concentraciones de dopado menores, que provoquen un tiempo de vida de los portadores más alto. Si por lo contrario se quiere tener un mejor rango dinámico en frecuencias más altas, el tiempo de vida de los portadores se deberá rebajar sustancialmente, lo que se conseguirá con una mayor inyección de dopantes. El emisor y el receptor tienen papeles distintos en el comportamiento final del conjunto, es preferible usar un sustrato más rápido en la antena emisora ya que de este comportamiento depende una gran parte del resultado en la detección. Por otra parte, los tiempos de colisión entre portadores en receptor y emisor tampoco afectan igual. En el receptor, su efecto es inapreciable, mientras que en el emisor sí que afecta la forma de la onda.

Si nos referimos a la geometría del sistema, el tamaño del punto que ilumine el detector variará de forma inversamente proporcional a la frecuencia, donde un punto pequeño corresponde con un campo fuerte y por tanto una señal detectada fuerte, por tanto preferible cuando se requiere una buena respuesta en aplicaciones con las que se trabaje en rangos frecuenciales altos del espectro.

Teniendo en cuenta los parámetros que afectan al comportamiento del conjunto expuestos anteriormente, la forma de las trazas obtenidas en el montaje de THz-TDS, las simulaciones con uno de los modelos y las consideraciones junto con los resultados del otro modelo, se puede concluir que los modelados estudiados para 800 nm son válidos para el sistema de 1550 nm, dado que en general se aplica la misma física en todo el proceso. Sólo las antenas PCA cambian, a antenas con distintas características paramétricas que van a modificar su comportamiento, de una manera u otra, pero no alterando el comportamiento general del conjunto. En nuestro caso, se ha simulado con Matlab el comportamiento de estas antenas con [21], estimándose algunos parámetros, por el hecho de ser un modelado más sencillo, como se ha explicado anteriormente. Sin embargo, dadas las trazas capturadas por el sistema en 1550 nm y los aspectos en los que se centra el modelado analítico de [19], se considera un modelo más cercano al comportamiento del montaje del laboratorio el de Jepsen. Un montaje con tantas partes ópticas y cuyo alineado y distancias entre componentes es tan importante hace que el conjunto sea muy sensible. El modelado de Jepsen, le da una gran importancia a la óptica del sistema en sí haciendo un estudio pormenorizado de ello e incluyendo estos parámetros en el modelado del pulso fotoconductor detectado. Las trazas obtenidas son irregulares (fig. 27, 28, 29 y 30) y presentan alteraciones (ecos, variaciones) debidas seguramente a varios de estos factores, la aplicabilidad de este modelado está más cercana a la que se puede dar con el modelado de Duvillaret (centrado más en las antenas PCA). Además, los resultados en los espectros obtenidos en [19] (fig. 38) se ajustan mejor a las trazas capturadas en nuestro montaje (fig. 37), teniendo un buen rango dinámico en bajas frecuencias del rango de THz y una bajada considerable del margen dinámico a partir de los 1.5 – 2 THz, validando así los argumentos anteriormente expuestos.

6 Anexos

A. Aplicaciones de espectroscopia THz-TDS

La espectroscopia THz-TDS es la técnica más ampliamente usada para caracterizar las propiedades espectrales de materiales en la banda de los THz[1]. Concretamente, la mayoría de materiales, sobre todo los orgánicos, tienen sus modos vibracionales y rotacionales en la banda de los THz. Por lo tanto, la técnica de THz-TDS se puede ver como la herramienta oportuna para estudiar y analizar la estructura molecular y dinámica de los materiales.

Una de las principales características que diferencia el método de espectroscopia THz-TDS de otros sistemas de caracterización de materiales es que mide el campo eléctrico, lo que hace que la THz-TDS sea una técnica de detección coherente donde se puede obtener la información de las partes real e imaginaria de la constante dieléctrica del material en el que se está interesado, en la banda de THz. Así que las principales características que hacen destacar este sistema sobre los anteriores son[1]:

-Huella: Los modos rotacionales y vibracionales de muchas moléculas están situados en el rango de los THz. Estos modos se pueden observar como picos de absorción en el espectro de THz, de modo que la información del lugar que ocupan estos picos y su amplitud, se pueden usar para identificar las moléculas características que nos permitirán identificar materiales.

-Transparencia: Muchos materiales no metálicos y secos son transparentes al paso de ondas de THz. Esta propiedad hace que las ondas de THz sean capaces de inspeccionar muestras que están cubiertas por alguno de estos materiales y que no son visibles por el ojo humano.

-Coherencia: THz-TDS usa el campo eléctrico como medida, de modo que la amplitud y la fase están disponibles instantáneamente. Esta información se puede usar para medir la constante dieléctrica de una manera directa.

Las posibles aplicaciones prácticas del sistema han impulsado al rápido desarrollo de las tecnologías necesarias en los últimos años.

A.1 Aplicaciones científicas

Una importante fuerza impulsora detrás del interés en el desarrollo de la tecnología ha sido el potencial que THz-TDS tiene para el reconocimiento de sustancias peligrosas o ilícitas, que se ha vuelto posible con la fabricación de sistemas THz-TDS compactos y transportables. Otro de estos motivos es que la investigación con THz-TDS se ha extendido fuera de los límites de los semiconductores, lo que ha hecho que se haya tenido que desarrollar el conocimiento de los modos vibracionales del infrarojo lejano en moléculas de cristal[14].

A.1.1 THz-TDS de materiales sólidos

Los enlaces covalentes son responsables de la disposición intramolecular de los átomos que constituyen una molécula. Las fuerzas intermoleculares que sujetan juntas las moléculas en el enrejado de cristal son normalmente uniones de hidrógeno o interacciones. La complicada relación entre las fuerzas intra- e intermoleculares forma el espectro de absorción del cristal molecular, donde las altas frecuencias son las que normalmente están determinadas por las fuerzas intramoleculares. Como ejemplo de la precisión en el enfoque de la teoría de densidad funcional aplicada al cálculo del espectro de THz de cristales moleculares, en la fig. 39 podemos ver la estructura del cristal a la izquierda y el espectro de absorción del polvo de microcristalino de quetamina hidrocloreídica, junto con las frecuencias vibracionales predichas (las barras negras verticales). Como se puede observar los resultados se corresponden muy bien con la teoría y validan el uso de esta tecnología para dicho fines.

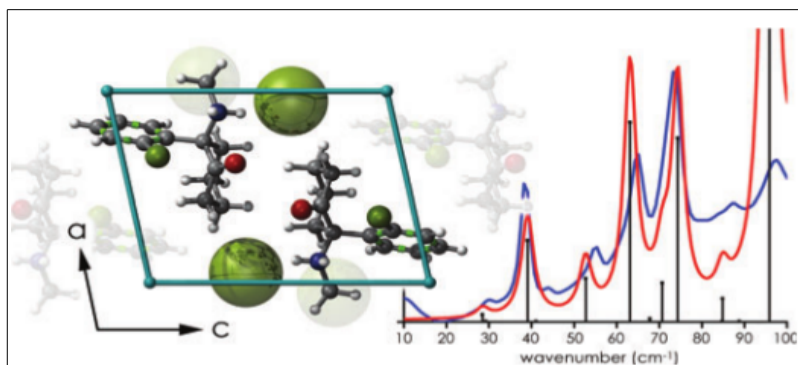


Fig. 44: Ejemplo de identificación molecular junto con resultados teóricos.

A.1.2 THz-TDS de soluciones acuosas

Los líquidos son otro tipo de materia condensada que se ha estudiado mucho con la espectroscopia de THz. En oposición al material cristalino, donde los exponentes de largo alcance determinan las propiedades dieléctricas de THz, el espectro THz de un líquido está dominado por relajación ya sea de dipolos permanentes en líquidos polares (como agua) o momentos dipolo de colisión inducida en líquidos no polares (como el benceno).

Este proceso de relajación/reorientación de los dipolos en líquidos es importante desde una perspectiva biológica y química ya que esto determina las reacciones químicas. La mayoría de reacciones químicas ocurren en estado líquido, y es por esto que la mayoría de estudios de espectroscopia de THz de líquidos se han desarrollado en soluciones acuosas de sales, azúcares, etc., quedando demostrada así la gran valía de la técnica de THz-TDS para estos estudios.

A.2 Aplicaciones prácticas de sistemas de THz-TDS

Actualmente, podemos encontrar un gran número de aplicaciones para sistemas de THz. Muchas de estas aplicaciones incluyen imágenes THz. También muchas aplicaciones relativas a inspección de paquetes, diagnóstico médicos, inspección de contenidos, etc. Aunque algunas de estas aplicaciones después de las investigaciones iniciales y teniendo en cuenta argumentos económicos no han resultado exitosas, como cabría esperar. Un ejemplo de esto último podemos encontrarlo en el diagnóstico clínico. Como las ondas de THz no

puede penetrar mucho más que unos cientos de μm en la piel humana, su uso está limitado a la investigación de la superficie corporal. En un estudio [22] se ha demostrado que la técnica de imágenes pulsadas de THz puede distinguir entre las células cancerígenas y otro tipo de células o irregularidades de la piel. Desafortunadamente, y, a pesar de los buenos resultados de este estudio, los dermatólogos no han mostrado mucho interés en la tecnología. Esto se debe al alto precio de los sistemas, ya que los dermatólogos no están dispuestos a desembolsar cantidades de dinero tan grandes en una tecnología que sólo les brinda una pequeña parte de información adicional, a parte de la lentitud en la adquisición de los datos.

Cuando se trata de diferenciar entre objetos, podemos encontrar dos tipos de artículos a distinguir. En primer lugar, hay objetos que van a ser distintos entre muestra y muestra, en cuanto a composición y forma. Como por ejemplo, la maleta de un pasajero o todo tipo de identificadores biológicos. Para obtener información útil de este tipo de muestras se necesitan recoger y analizar cantidades de información muy grandes. Por lo tanto, se puede llegar a tardar algunos minutos en escanear el artículo por completo. Estos tipos de escaneos pueden ser aceptables para aplicaciones científicas que se limitan a analizar un pequeño número de muestras. Y también puede ser aceptable para controlar obtener información de una cola de equipaje a su paso por el escaner en el aeropuerto. Sin embargo, estos tiempos de escaneo resultarán insuficientes para procesos de producción industrial que producen muchos artículos cada pocos segundos. Por fortuna, la mayoría de los productos industriales pueden clasificarse en el segundo tipo de artículos, que son los artículos cuyas muestras son básicamente idénticas las unas entre las otras. Por tanto, se requiere mucha menos información para evaluar los artículos individualmente para saber si el producto cumple con las tolerancias de fabricación establecidas.

A.2.1 Aplicaciones de seguridad

El sistema de THz-TDS ofrece detección de sustancias a distancia, en tiempo real y sin contacto. Las ondas de THz ofrecen múltiples ventajas como hemos descrito anteriormente, que hacen que se puedan detectar explosivos detrás de envoltorios no transparentes. La identificación puede llevarse a cabo ya sea con geometría reflexiva o transmisiva, aunque para una aplicación real la geometría reflexiva sería el enfoque más realista. Explosivos como el TNT, RDX, HMX, PETN y muchos otros pueden identificarse fácilmente, como podemos ver en la fig 40. Se puede observar como cada sustancia tiene su propio perfil espectral, de modo que la posición y amplitud relativa de cada uno de los picos se pueden usar para identificar una sustancia en particular. Una vez estudiados los distintos tipos de materiales explosivos a encontrar se podrían identificar fácilmente mediante perfiles de comparación almacenados en una base de datos.

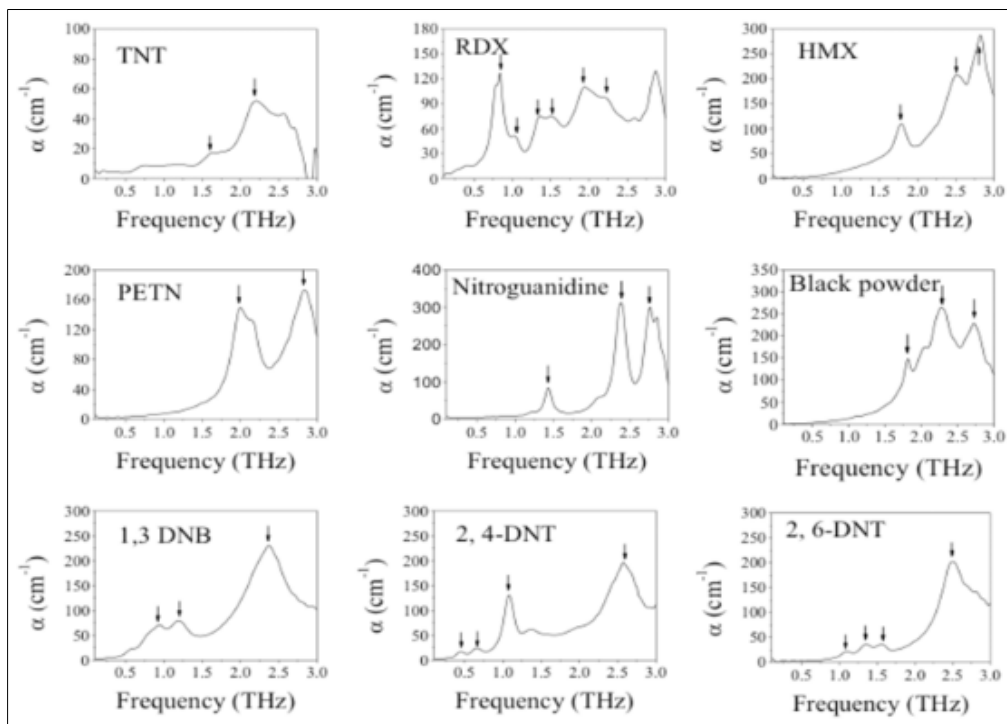


Fig. 40: Perfiles espectrales de sustancias explosivas en el rango de THz hasta los 3 THz[1].

Actualmente, uno de los problemas que presentan estas aplicaciones es que las mediciones no se pueden efectuar a gran distancia debido a los picos de absorción del vapor de agua que encontramos en el medio. Estas líneas de absorción en el espectro causan que el proceso de identificación sea más difícil, sobre todo el de aquellas sustancias cuyas resonancias se encuentran cercanas a las líneas del agua.

Hay un gran mercado potencial a la vista en el campo de la seguridad. Los escáneres corporales que se han introducido recientemente en los aeropuertos no son escáneres THz, aunque las cámaras de THz podrían detectar objetos escondidos en un individuo completamente vestido a una distancia de 25 metros. Esta distancia daría un margen de seguridad suficiente contra posibles terroristas llevando explosivos. Actualmente, muchas compañías están investigando intensivamente para desarrollar este tipo de cámara de seguridad. El objetivo es diseñar un espectrómetro de mano que consista en un sistema de espectroscopia y un módulo de control compacto, que incorpore una fuente láser de bombeo de femtosegundos. Ya se han caracterizado muchas sustancias como los explosivos RDX de la fig. 40, pero el grupo de líquidos explosivos aún no. Como hemos visto, los líquidos tienen distintas características espectrales y suelen parecerse entre sí al espectro del agua, por lo que no habría garantía de distinguir entre líquidos dañinos y no dañinos.

A.2.2 Aplicaciones en la industria alimentaria

La detección de cuerpos ajenos en comestibles juega un papel importante en la industria alimentaria. Actualmente, sistemas de rayos X y detectores de metales se encargan de este proceso. Pero, los detectores de metales solo sirven para detectar metales y los escáneres de rayos X no son bien vistos por los clientes ya que funcionan a base de radiaciones ionizantes. Por tanto, los sistemas de THz ofrecen una alternativa de escaneo de naturaleza no ionizante como lo son las ondas de THz. Desafortunadamente, la mayoría de comestibles contienen agua y por lo tanto no pueden ser penetrados por la radiación de THz. A pesar de esto, los sistemas de THz pueden tener algunas aplicaciones de control de calidad.

Se ha demostrado en un estudio con barras de chocolate [23] que es posible distinguir entre cuerpos extraños y contaminantes que pertenecen al producto, como nueces, analizando el perfil de la forma de onda. Mientras que un sólo pulso se identifica con chocolate puro o nueces, una estructura de pulso doble indica contaminación como una piedra, un trozo de cristal o partículas de plástico. Este pulso doble se forma con las diferencias de los índices refractivos entre el chocolate y los contaminantes. Sin embargo, como el grosor y composición del chocolate puede variar y provocar también un perfil de onda doble, la altura del perfil del chocolate tiene que ser medido y tenido en cuenta en el proceso.

Los polvos secos también son bastante transparentes a las ondas de THz, se ha demostrado [24] la detección de cuerpos extraños en polvos como el azúcar o harina contaminadas con cáscara de huevo o piezas de plástico. Aunque aún está pendiente de ser probado que es igual de efectivo cuando las muestras a analizar son más gruesas de 1 cm.

Otras aplicaciones de seguridad alimentaria las podemos encontrar en la detección de componentes perjudiciales como antibióticos o pesticidas. Se ha observado que los antibióticos que se suelen utilizar en el campo animal tienen características de absorción en el rango de THz, de modo que se podría usar para identificar residuos antibióticos en pollo a la venta, para determinar si la concentración de estas sustancias está o no por debajo de los niveles permitidos por las autoridades competentes. Se puede observar en la fig. 41 un estudio de la problemática con antibióticos y como se detectan los picos dados por un sistema de THz-TDS.

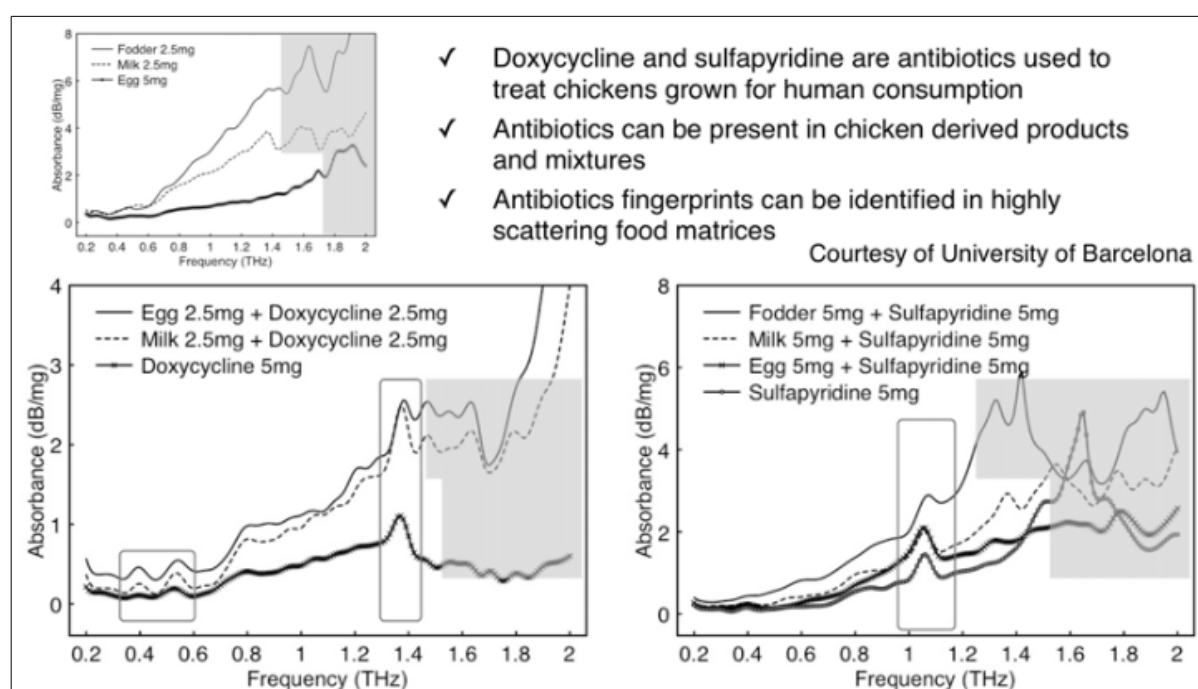


Fig. 41: Identificación de concentraciones de antibióticos en muestras de pollo destinados al consumo humano[1].

A.2.3 Aplicaciones en la industria de los plásticos

En esta industria se han investigado muchas posibles aplicaciones, incluyendo la monitorización de procesos de compuestos poliméricos, el control de calidad de las juntas, la determinación del grado de humedad, la orientación de la fibra, etc.

En compuestos poliméricos las propiedades físicas de los compuestos están adaptadas y difieren unas de las otras en función de la base polimérica usada. Estas propiedades físicas que varían de una a otra, dependiendo de la aplicación, pueden ser no deseadas. Por lo tanto, es importante que la distribución de aditivos sea perfectamente homogénea. La homogeneidad del chorro fundido de polímeros se puede monitorizar con espectroscopia de THz [14]. En muchos casos el índice de refracción de los compuestos poliméricos varía linealmente en función del contenido del aditivo. En la fig. 42 podemos ver un ejemplo; se muestran los datos obtenidos por una espectroscopia de THz durante un test de la mezcla polipropileno-tiza. La línea discontinua con giros rectangulares refleja el contenido aditivo de la composición, y la línea negra muestra la evolución de la señal de THz. Una mayor

concentración causa que el pulso de THz llegue más tarde, debido al desplazamiento temporal del pulso THz la señal se incrementa. Igualmente, la señal cae si la concentración de aditivo se ve reducida. Esto demuestra como la espectroscopia de THz está lista para monitorizar procesos de composición poliméricos.

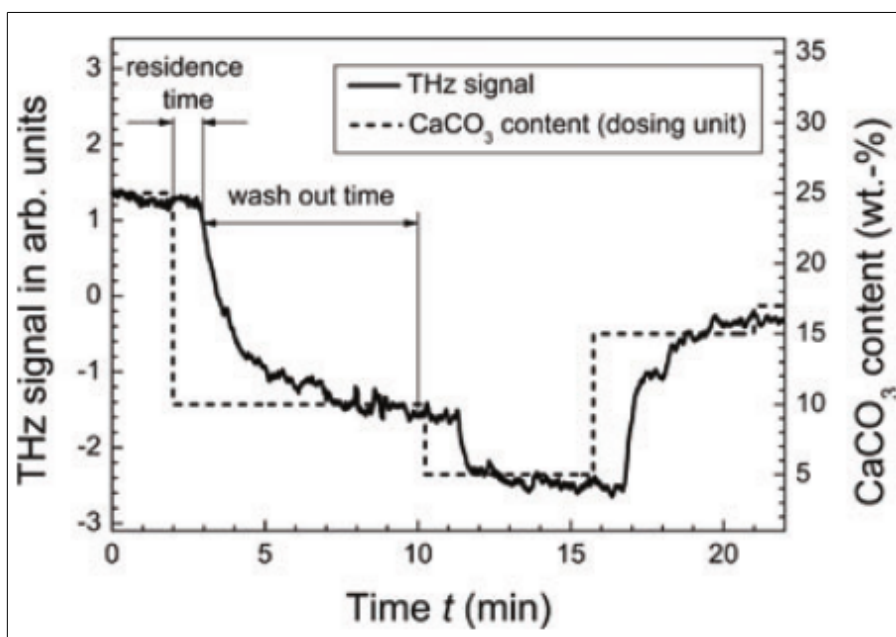


Fig. 42: Aditivo nominal y señal THz adquirida durante un test con polipropileno-tiza[14].

A.2.4 Aplicaciones en la industria del papel

La industria del papel también se ve beneficiada del rendimiento de la espectroscopia de THz. El objetivo es la monitorización del grosor y humedad del papel procesado durante su fabricación. Hay estudios [25] que demuestran un método para determinar los niveles de humedad basados en medidas de extinción y fase en la parte inferior del rango de THz con una resolución espacial de unos mm y un tiempo de escaneo por debajo de 2 minutos. Otros estudios muestran otros métodos para obtener simultáneamente los datos de humedad y grosor, con buenos resultados.

A.2.5 Aplicaciones en la industria farmacéutica

Este tipo de industria tiene unos estándares de calidad que tienen que ser muy altos, si el producto falla en satisfacer las especificaciones, la serie entera es rechazada. Por lo tanto, el testeo a través de todo el proceso de fabricación es altamente demandado. La espectroscopia de THz-TDS se emplea para el análisis y descubrimiento, y medidas de grosor de recubrimientos[1]. En concreto, se ha usado para el estudio de polimorfismos y simetría quiral, ya que estos parámetros tienen un gran impacto en la efectividad y toxicidad de un medicamento. Esto se explica porque diferentes isómeros hacen estructuras cristalinas distintas con distintas huellas en el espectro de THz. Por tanto, un compuesto orgánico puede variar la forma polimórfica que se le supone y esto se traduce en un cambio de sus propiedades psicoquímicas y entonces en sus usos farmacéuticos.

Otra aplicación farmacéutica puede ser el control de la calidad de las coberturas de las pastillas que se usan para controlar la cantidad de sustancia activa que se libera. Este es un punto también crítico, ya que tiempos de liberación de la sustancia muy lentos o muy rápidos pueden terminar en volver el tratamiento con una efectividad menor a la deseada.

A.2.6 Aplicaciones en conservación de arte

Las pinturas suelen consistir en algunas capas de pintura repetidamente aplicadas a lo largo del tiempo. La tela del lienzo induce una textura en la imagen THz que no es visible para frecuencias inferiores a los THz. Estudios [26] han demostrado que pinturas diferentes se pueden diferenciar. Se ha demostrado que sólo la técnica de imagen de THz provee de información de grosor de las capas escondidas, lo que subraya el potencial de esta técnica para historiadores de arte y científicos de la conservación.

B. Valores generales simulaciones

Para las simulaciones referenciadas se han estado usando siempre los mismos valores salvo que se indique lo contrario, estos valores son:

Potencia emisor	10 mW
Edc	20 V
Anchura pulso	100 fs
Tiempo de vida portadores en emisor	500 fs
Tiempo de vida portadores en receptor	300 fs
Tiempo de colisión emisor	30 fs
Tiempo de colisión receptor	30 fs

C. Código Matlab empleado

A continuación se adjunta el código que se ha programado en Matlab para la realización de las simulaciones y otras utilidades necesarias a lo largo del desarrollo de este trabajo.

La mayoría de funciones han ido siendo modificadas según se iba necesitando variar algunas partes del código, por lo que aquí no se exponen todas las variantes si no sólo las principales.

```
function emitter_TERAprob(t_las,t_em, tt_em, P_em, E_DC)

m_em=0.041*0.911*10^-30;
t_las=t_las/(2*sqrt(log(2)));
t_eem=t_em+tt_em;

%%%%ELECTRIC FIELD EMITTED FAR-FIELD%%%%

j_em=zeros(1,101);

i=1;

for t=-0.5*10^-12:8.3*10^-15:2*10^-12

j_em(i)=(exp(((t_las^2)/(4*t_em^2))-(t/t_em))*erfc(((t_las)/(
2*t_em))-(t/t_las))-exp(((t_las^2)/(4*t_eem^2))-(t/t_eem))*erfc(((t_las)/(
2*t_eem^2))-(t/t_las)))*((P_em*E_DC*tt_em)/(m_em));

i=i+1;

end

t=-0.5*10^-12:8.3*10^-15:2*10^-12;

%Fotocorriente
j_em1=j_em;
j_em1=(j_em1(1:301))/2.638*10^-17;

dj_em=(diff(j_em)./diff(t))/2.715*10^-30;%Campo eléctrico y normalización
```



```
t=linspace(-0.5*10^-12,2*10^-12,301);

%plot(t,dj_em)
hold on
%plot(t,j_em1,'g')

%%%%THZ EMITTED PULSES SPECTRUM%%%%

J_em=zeros(1,500);

i=1;
for f=0:12*10^9:6*10^12

J_em(i)=10*log10((P_em*E_DC*tt_em*f*(t_em-t_eem)*exp(-(pi*f*t_llas)^2))/
(m_em*(1-2*1i*pi*f*t_em)*(1-2*1i*pi*f*t_eem)));

i=i+1;

end

J_em=J_em/148.7
f=0:12*10^9:6*10^12;

%figure
hold on
plot(f,J_em,'g')
```

```
function receiver(t_las,t_em, tt_em, P_em, E_DC, t_rec, tt_rec)

m_em=0.067*0.911*10^-30;
m_rec=m_em;
P_rec=P_em;
t_llas=t_las/(2*sqrt(log(2)));
t_eem=t_em+tt_em;
t_rrec=t_rec+tt_rec;

j_rec=zeros(1,500);

i=501;

%%%%AVERAGED INDUCED PHOTOCURRENT RECEIVER%%%%%%%%

for dt=2*10^-12:-7*10^-15:-1.5*10^-12
```

```

%Evaluation of each value in the TD formula
j_rec(i)=((P_em*P_rec*E_DC*tt_em*t_rec*t_rrec)/
(m_em*m_rec*(t_em+t_rec)*(t_eem+t_rec)))*(((t_em+t_rec)*exp(((t_llas^2)/
(2*t_eem^2))-(dt/t_eem)))*erfc(((t_llas^2-(dt*t_eem))/(sqrt(2)*t_eem*t_llas)))+
(t_em-t_eem)*exp(((t_llas^2)/(2*t_rec^2))+(dt/t_rec))*erfc((t_llas^2+dt*t_rec)/
(sqrt(2)*t_rec*t_llas))-((t_rec+t_eem)*exp(((t_llas^2)/
(2*t_em^2))-(dt/t_em)))*erfc(((t_llas^2-dt*t_em)/(sqrt(2)*t_em*t_llas))));

i=i-1;

end

j_rec=j_rec/1.326*10^-30;

dt=2*10^-12:-7*10^-15:-1.5*10^-12;

%plot(dt,j_rec)

J_rec=zeros(1,500);

i=1;

%%%SPECTRUM IN THE RECEIVER%%%%%%%%

for f=0:12*10^9:6*10^12

    %Evaluation of each value in the spectrum formula

    J_rec(i)=10*log10(((P_em*P_rec*E_DC*t_em*t_rec*t_eem*t_rrec)/
(m_em*m_rec))*((f*exp(-2*(pi*f*t_llas)^2))/
((1-2*1i*pi*t_em)*(1+2*1i*pi*f*t_rec)*(1-2*1i*pi*f*t_eem))));

    i=i+1;

end

%Plotting

f=0:12*10^9:6*10^12;
J_rec=J_rec/192.1;
figure
plot(f,J_rec)

```

```

function emitter(t_las,t_em, tt_em, P_em, E_DC)

m_em=0.067*0.911*10^-30;
t_llas=t_las/(2*sqrt(log(2)));
t_eem=t_em+tt_em;

```

%%%%ELECTRIC FIELD EMITTED FAR-FIELD%%%%

```
j_em=zeros(1,101);
```

```
i=1;
```

```
for t=-0.5*10^-12:8.3*10^-15:2*10^-12
```

```
j_em(i)=(exp(((t_llas^2)/(4*t_em^2))-(t/t_em))*erfc(((t_llas)/(2*t_em))-(t/t_llas))-exp(((t_llas^2)/(4*t_eem^2))-(t/t_eem))*erfc(((t_llas)/(2*t_eem^2))-(t/t_llas)))*(P_em*E_DC*tt_em)/(m_em));
```

```
i=i+1;
```

```
end
```

```
t=-0.5*10^-12:8.3*10^-15:2*10^-12;
```

```
j_em1=j_em;  
j_em=j_em/5.264*10^-28;
```

```
dj_em=diff(j_em)./diff(t);
```

```
j_em1=j_em1(1:301);  
j_em1=j_em1/4.178*10^-15;
```

```
t=linspace(-0.5*10^-12,2*10^-12,301);
```

```
plot(t,dj_em)  
hold on  
plot(t,j_em1,'g')
```

%%%%THZ EMITTED PULSES SPECTRUM%%%%

```
J_em=zeros(1,500);
```

```
i=1;
```

```
for f=0:12*10^9:6*10^12
```

```
J_em(i)=10*log10((P_em*E_DC*tt_em*f*(t_em-t_eem)*exp(-(pi*f*t_llas)^2))/  
(m_em*(1-2*1i*pi*f*t_em)*(1-2*1i*pi*f*t_eem)));
```

```
i=i+1;
```

```
end
```

```
J_em=J_em/130.6;
```

```
f=0:12*10^9:6*10^12;
```

```
figure
```

```
%plot(f,J_em)
```

```
function spec_em(t_las,t_em, tt_em, P_em, E_DC)
```

```
m_em=0.067*0.911*10^-30;
```

```
t_llas=t_las/(2*sqrt(log(2)));
```

```
t_eem=t_em+tt_em;
```

```
J_em=zeros(1,500);
```

```
i=1;
```

```
for f=0:12*10^9:6*10^12
```

```
J_em(i)=10*log10((P_em*E_DC*tt_em*f*(t_em-t_eem)*exp(-(pi*f*t_llas)^2))/  
(m_em*(1-2*1i*pi*f*t_em)*(1-2*1i*pi*f*t_eem)));
```

```
i=i+1;
```

```
end
```

```
f=0:12*10^9:6*10^12;
```

```
plot(f,J_em)
```

```
function spec_rec(t_las,t_em, tt_em, P_em, E_DC, t_rec, tt_rec)
```

```
m_em=0.067*0.911*10^-30;
```

```
m_rec=m_em;
```

```
P_rec=P_em;
```

```
t_llas=t_las/(2*sqrt(log(2)));
```

```
t_eem=t_em+tt_em;
```

```
t_rrec=t_rec+tt_rec;
```

```
J_rec=zeros(1,500);
```

```
i=1;
```

```
for f=0:12*10^9:6*10^12

    J_rec(i)=10*log10(((P_em*P_rec*E_DC*t_em*t_rec*t_eem*t_rrec)/
    (m_em*m_rec))*((f*exp(-2*(pi*f*t_llas)^2))/
    ((1-2*1i*pi*t_em)*(1+2*1i*pi*f*t_rec)*(1-2*1i*pi*f*t_eem))));

    i=i+1;

end

f=0:12*10^9:6*10^12;

plot(f,J_rec)
```

```
function comma2point_overwrite( filespec )
% replaces all occurrences of comma (",") with point (".") in a text-file.
file = memmapfile( filespec, 'writable', true );
comma = uint8(',');
point = uint8('.');
file.Data( transpose( file.Data==comma ) ) = point;
delete(file)
end
```

D. Glosario de Términos Relacionados

A continuación se presenta un glosario con las definiciones de los términos más importantes relacionados con el PFC.

Agente Dopante: Son trazas de impurezas de elementos que se inyectan en una sustancia para alterar las propiedades eléctricas o las propiedades ópticas de esta sustancia. En semiconductores, este proceso se conoce como dopado. Tiene un efecto de alteración de los niveles de Fermi del material, esto resulta en materiales tipo n o tipo p, dependiendo del dopante usado.

Ancho de banda: Si se refiere al dominio frecuencial, es el rango frecuencial dónde la amplitud es más grande que un umbral determinado, o, la componente frecuencial más alta de una señal.

Banda prohibida: Es un rango energético en cierto material donde no puede existir ningún estado de electrón. En semiconductores, normalmente se refiere como el diferencial de energía (en eV) entre la parte superior de la banda de valencia y la parte inferior de la banda de conducción.

Duración del pulso láser: La longitud temporal en la que se contiene un determinado porcentaje de la energía total.

Efecto de apantallamiento: Es la disminución en el esfuerzo de protección entre el núcleo y la última órbita debido a los electrones que están presentes entre ellos. Es decir, a mayor efecto de apantallamiento, más fácil será la eliminación de electrones. Especialmente en metales y semiconductores, el efecto de apantallamiento reduce el campo electrostático y el potencial de Coulomb de un ión en un sólido.

Forma de onda: Es la amplitud del campo eléctrico asociado a un pulso de THz en función del tiempo relativo entre los haces de prueba y bombeo.

Fotocorriente: Es la corriente que fluye a través de un dispositivo fotosensible, como un fotodiodo, como resultado a una exposición a potencia radiante (como un láser).

Frecuencia de plasma: Son las oscilaciones rápidas en la densidad del electrón en un medio conductor. Estas oscilaciones se pueden describir como una inestabilidad en la función eléctrica de un gas de electrones libres. La frecuencia sólo depende de la longitud de onda de la oscilación.

Intensidad láser: Cantidad de energía por unidad de superficie. Esta magnitud es muy importante cuando se enfoca el haz láser en el hueco de una PCA.

Modelo de Drude: Modelo de conducción eléctrica propuesto para explicar las propiedades de transporte de los electrones.

Movilidad de portadores: Caracteriza como de rápido se puede mover un electrón o hueco a través de un semiconductor al ser excitado por un campo eléctrico.

Nivel Fermi: Se considera como el nivel de energía de un electrón hipotético, tal que en equilibrio termodinámico, este nivel energético tendría un 50% de probabilidad de estar ocupado en un instante dado.

Rango dinámico: Si se mide en el dominio frecuencial, es la relación entre la señal máxima generada por el emisor y la mínima señal detectable. Normalmente, cuando nos referimos al

rango dinámico de un sistema, nos referimos al valor del máximo rango dinámico disponible en el sistema a la frecuencia pico.

Rango de retardo: Es la máxima diferencia temporal que un sistema introduce entre el haz de bombeo y el haz de prueba. Para un sistema típico de THz-TDS el rango de retardo típico se mueve entre los 20 ps y los 100 ps.

Resistividad oscura: Es la resistencia que se da bajo condiciones de cero iluminación.

Tasa de repetición: La inversa del tiempo que transcurre entre dos pulsos emitidos por una fuente láser. Se expresa en frecuencia. En el caso de nuestro láser, son 100 MHz.

Tiempo de vida de los portadores: También llamado *tiempo de recombinación*, se define como el tiempo medio que tarda un exceso de portadores minoritarios en recombinarse. El tiempo de recombinación en materiales tipo n y p fuertemente dopados se relaciona con la frecuencia de captura para electrones y huecos en los centros de recombinación. Depende de la concentración de dopante. La energía derivada de estos procesos recombinatorios puede ser en forma de calor o liberando fotones.

Tiempo entre colisiones: Las moléculas en un semiconductor están constantemente en movimiento y colisionando. El tiempo promedio de colisión es el tiempo medio que tardan dos moléculas en colisionar en un entorno dado.

Suelo de ruido: En un sistema de THz-TDS, es la señal del sistema cuando ninguna señal THz llega al detector. Incluye la contribución del láser y del detector.

Referencias

- [1] Zomega Terahertz Corporation – *The Terahertz Wave* / June 2012.
- [2] D. Grischkowsky and N. Katzenellenbogen – *Femtosecond Pulses of Terahertz Radiation: Physics and Applications*. Picosecond Electronics and Optoelectronics / 1991.
- [3] D. Grischkowsky – *An Ultrafast Optoelectronic THz Beam System*. Optics & Photonics News / May 1992.
- [4] E. Skuras, G. Pennelli, A. R. Long, and C. R. Stanley - *Molecular-beam epitaxy growth of InGaAs–InAlAs high electron mobility transistors with enhanced electron densities and measurement of InAlAs surface potential*. Journal of Vacuum Science & Technology B 19, 1524 / 2001.
- [5] S.M. Sze – *Semiconductor Devices, Physics and Technology 2nd Edition*. Ed. Wiley / 2002.
- [6] J.T. Darrow, B.B. Hu. Auston: *Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces*, Applied Physics Lett. 56 / 1990.
- [7] Jie Shan, Tony F. Heinz. *Terahertz Radiation from Semiconductors*, Springer-Verlag / 2004.
- [8] J.T. Darrow, X.C. Zhang, D.H. Auston: *Power scaling of large-apertura photoconducting antennas*, Applied Physics Lett. 58 / 1991.
- [9] M. van Exter and D.R. Grischkowsky, *Characterization of an Optoelectronic Terahertz Beam System*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 38, 1684 / 1990 .
- [10] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell. “*All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 um telecom wavelengths*”. Optics Express, Vol. 16, Issue 13, pp. 9565-9570 / 2008 .
- [11] L.Duvillaret, F.Garet, and J.-L.Coutaz, “*Influence of noise on the characterization of materials by terahertz time-domain spectroscopy*”. J.Opt. Soc. Amer., vol B17 /2000.

- [12] AG Beigang University of Kaiserslautern, “*Terahertz Waves - Between Electronics and Optics*”/ 2007.
- [13] Research Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui (FIR-FU).
- [14] P. Jepsen, D.G. Cooke, and M. Kock, “*Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications*”, Las. Phot. Rec. 5 / 2011.
- [15] C.W. Berry, M. Jarrahi, “*Terahertz Generation using plasmonic photoconductive gratings*”, New Journal of Physics / 2012.
- [16] G.O. Munns, M.E. Sherwin, Y. Kwon, T. Brock, W.L. Chen, D. Pavlidis and G.I. Haddad, “*Parametric investigation of InGaAs/ InAlAs HEMTs grown by CBE*”, Journal of Crystal Growth 127 / 1993.
- [17] J.F. Whitaker, “*Optoelectronic applications of LTMBE III-V materials*”, Materials Science and Engineering, B22 / 1993.
- [18] H. Roehle, R. J. B. Dietz, H. J. Hensel, J. Böttcher, H. Künzel, D. Stanze, M. Schell, and B. Sartorius, “*Next generation 1.5 μm terahertz antennas: mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers*”, Optics Express 2301 Vol. 18 / 2010.
- [19] P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen, and S.R. Keiding, “*Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas*”, J. Opt. Soc. Am. Vol. 13 / 1996.
- [20] Sang-Pil Han, Namje Kim, Hyunsung Ko, Han-Cheol Ryu, Jeong-Woo Park, Young-Jong Yoon, Jun-Hwan Shin, Dong Hun Lee, Sang-Ho Park, Seok-Hwan Moon, Sung-Wook Choi, Hyang Sook Chun, and Kyung Hyun Park, “*Compact fiber-pigtailed InGaAs photoconductive antenna module for terahertz-wave generation and detection*”, Optics Express 18439 Vol. 20 / 2012.
- [21] L. Duvillaret, F. Garet, J.F. Roux, J.L. Coutaz, “*Analytical Modeling and Optimization of Terahertz Time-Domain Spectroscopy Experiments Using Photoswitches as Antennas*”, IEEE Journal in Quantum Electronics, Vol. 7 / 2001.

- [22] V. P. Wallace, A. J. Fitzgerald, S. Shankar, N. G. Baraniuk, J.V. Pye, J. Cluff, and D.D. Arnone, “*Br. J. Dermatol.*” 151, 424 / 2004.
- [23] C. Jördens and M. Koch, *Opt. Eng.* 47 / 2008.
- [24] M. Herrmann, M. Tani, M. Watanabe, and K. Sakai, *IEEE Proc. Optoelectron.* 149 / 2002.
- [25] D. Banerjee, W. v. Spiegel, M. D. Thomson, S. Schabel, and H. G. Roskos, *Opt. Express* 16, 9060 / 2008.
- [26] J. B. Jackson, M. Mourou, J. F. Whitaker, I.N. Duling, S. L. Williamson, M. Menu, and G. A. Mourou, *Opt. Commun.* 281, 527 / 2008.
- [27] N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, “*Terahertz Radiation From Heavy-Ion Irradiated Ino.53Gao.47As Photoconductive Antenna At 1.55 ptm*”, *Novel Devices and Components (Nano and Quantum devices, Photonic crystals)* / 2005.
- [28] R.J. Nicholas, J.C. Portal, C.Houlbert, P.Perrier and T.P. Pearsall, *Appl. Phys. Lett* **34**, pp. 492-4 (1979).

